



Thèse

2008

Open Access

This version of the publication is provided by the author(s) and made available in accordance with the copyright holder(s).

Transfert radiatif Lyman-alpha dans les galaxies

Verhamme, Anne

How to cite

VERHAMME, Anne. Transfert radiatif Lyman-alpha dans les galaxies. Doctoral Thesis, 2008. doi: 10.13097/archive-ouverte/unige:3676

This publication URL: <https://archive-ouverte.unige.ch/unige:3676>

Publication DOI: [10.13097/archive-ouverte/unige:3676](https://doi.org/10.13097/archive-ouverte/unige:3676)

Transfert radiatif Lyman- α dans les galaxies

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de Docteur ès sciences,
mention astronomie et astrophysique

par

Anne VERHAMME

de

Annecy (France)

Thèse N° 3979

GENÈVE
Observatoire de Genève
2008

*Pour Gabriel,
Mame et tous ceux dont l'amour et le soutien
m'ont portée aussi loin*

Remerciements

Je remercie les membres de mon jury de thèse, messieurs Bruno Guiderdoni, directeur du Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, Daniel Kunth, directeur de recherche à l’Institut d’Astrophysique de Paris, et Georges Meynet, professeur au Département d’Astronomie de l’Université de Genève, pour leurs remarques positives et constructives.

Un grand merci à mon directeur de thèse, Daniel Schaerer, professeur au Département d’Astronomie de l’Université de Genève, pour son soutien sans failles, sa patience et sa confiance, qui m’ont permis de faire mon chemin dans cet univers particulier de la recherche internationale. Il a pris avec philosophie mes annonces successives de grossesse, ou encore mon immatriculation in extremis à l’Université, deux jours avant la soutenance . . .

Je remercie également mes collègues de l’Observatoire de Genève — étudiants, chercheurs et PAT— qui rendent la vie quotidienne agréable. Une pensée particulière à Angela Hempel, qui a partagé mon bureau pendant plus de 2 ans, et à son incroyable poisse qui nous a valu quelques fou-rires !

Je tiens également à remercier Stéphanie Mermet-Guyennet, la super nounou de Marie, qui n’a vraiment pas compté ses heures pour que je puisse finir à temps le manuscrit, et sans qui la réussite de cette aventure aurait été plus compliquée.

Merci aussi à tous les potes, qui savent rendre la vie plus légère, plus riche, plus gaie, et à Gab, de partout et de toujours.

Résumé

Durant la première partie de ma thèse, j’ai développé un code de transfert radiatif en trois dimensions, MCLy α , utilisant la technique Monte Carlo, pour étudier la diffusion des photons Lyman- α de l’hydrogène (Ly α) dans différents milieux astrophysiques. Ce code prend en compte l’interaction des photons Ly α avec l’hydrogène atomique, avec les simplifications suivantes :

- la séparation entre les deux sous-niveaux 2p est négligée,
- ainsi que l’effet de recul de l’atome qui absorbe un photon.
- La redistribution angulaire de la direction de ré-émission peut-être choisie soit isotrope, soit dipolaire.
- La polarisation des photons n’est pas implémentée.

Ces simplifications s’avèrent être de bonnes approximations dans les conditions physiques considérées. Le code inclut également l’interaction avec la poussière interstellaire : 70% des photons sont absorbés, et 30% sont diffusés. Lors d’une diffusion, la redistribution angulaire est isotrope, et la diffusion est supposée cohérente. Ce modèle simple d’interaction avec la poussière permet une estimation de la fraction d’échappement Ly α .

Nous avons ensuite réalisé de nombreux tests, dans les configurations géométriques particulières pour lesquelles des solutions analytiques existent. Pour le slab, le nombre moyen de diffusions subies par un photon avant échappement a été comparé aux prédictions théoriques, ainsi que l’allure du spectre émergent, et la fraction d’échappement d’un slab contenant des poussières. Pour la sphère, le profil émergent a également été reproduit. Les redistributions en fréquence après une diffusion ont également été comparées aux solutions analytiques. Nous avons ensuite étudiés les spectres intégrés émergents de configurations géométriques plus complexes comme le disque, ou la coquille en expansion, pour laquelle nous expliquons en détails l’apparition des structures dans le profil émergent Ly α .

La dernière étape de ce travail fut de comparer nos spectres théoriques aux observations. Nous avons choisi un échantillon de spectres Ly α intégrés de galaxies “Lyman Break” (LBGs) à redshift $z \sim 3$ car ces objets présentent une diversité de profils, allant de l’absorption large à l’émission forte et souvent asymétrique. Des signatures spectrales d’un vent galactique (décalage de plusieurs centaines de km s $^{-1}$ entre les raies d’absorption interstellaires et

l'émission $\text{Ly}\alpha$) semblent également omniprésentes dans ces objets. Le redshift de l'étude correspond au plus grand redshift pour lequel des données avec une résolution spectrale suffisante pour discriminer entre différents modèles ($R \sim 2000$) étaient disponibles. Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

- Tous les spectres sont reproduits avec précision par un modèle unique de coquille de gaz neutre poussiéreux en expansion autour d'une source $\text{Ly}\alpha$, les conditions physiques dans la coquille régissant l'allure du spectre. Ainsi, des contraintes sur le milieu interstellaire et l'histoire de formation stellaire de ces galaxies sont obtenues par modélisation du transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$, pour la première fois.
- La fraction d'échappement $\text{Ly}\alpha$ est déterminée principalement par l'extinction dans la coquille.
- Pour la première fois, les corrélations observées entre la largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ et d'autres observables (SFR...) sont reproduites et expliquées.
- Nous proposons un scénario unifiant deux des populations de galaxies à grand redshift, les LBGs et les LAEs.

Ce code robuste et généraliste permet d'imaginer de nombreuses autres applications (travail identique à plus grand redshift, transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$ dans des simulations hydrodynamiques de galaxies, modélisation de starbursts locaux, prédiction d'observations pour de nouveaux instruments...), que nous comptons entreprendre par la suite, après avoir affiné la physique de l'interaction avec l'hydrogène incluse dans le code.

3D Ly α radiation transfer effects in galaxies

During the first part of my PhD, I developped a 3D radiation transfer code using Monte Carlo technics, called MCLya, to study the scattering of Ly α photons through different astrophysical media. The interaction of Ly α photons with Hydrogen is taken into account, as well as the interaction with interstellar dust. Any gas distribution, temperature distribution, and velocity field can be investigated. The code computes Ly α spectra and images along any given line of sight. Other informations can be extract, which are not observables, as the distribution of the number of scatterings before escape or the Ly α escape fraction.

To test our code, we reproduced simple geometrical configurations for which analytic radiation transfer is suitable (a static and homogeneous slab or sphere) and found perfect agreement with the theoretical predictions. In particular, we reproduce the evolution of the mean number of statterings with hydrogen optical depth, the shape of the emergent spectrum, and the Ly α escape fraction through a dusty slab. We then studied in details the Ly α radiation transfer in the peculiar geometry of an expanding shell (Verhamme et al., 2006). We explained the complex line shape as a sum of contributions from different scattering paths, and found that the main peak, due to *back-scattered* photons, is located at twice the expansion velocity.

Finally, we fitted 12 observed Ly α spectra of Lyman Break Galaxies (LBGs) at $z \sim 3$, ranging from broad absorption to strong emission. For the first time, constraints on the interstellar gas are obtained from Ly α fitting, as the mean expansion velocity, the hydrogen optical depth or the dust content of the interstellar medium (Schaerer & Verhamme, 2008; Verhamme et al., 2008). These determinations are compatible with previous estimations. This first study, showing that information on velocity fields, dust and neutral gas content in galaxies, can be retrieved from Ly α radiation transfer studies, is of great interest knowing that the highest redshift galaxies are only known by their Ly α signature.

Keywords : Galaxies :starburst – Galaxies :ISM – Galaxies :high-redshift
– UltraViolet :galaxies – Radiation Transfer – Line :profiles

Table des matières

I	Introduction	1
1	Introduction	2
1.1	Contexte scientifique	2
1.1.1	Du point de vue du théoricien	2
1.1.2	Du point de vue de l'observateur	9
1.1.3	Synthèse	20
1.2	Le transfert radiatif des photons $\text{Ly}\alpha$	21
1.2.1	Pourquoi faut-il le prendre en compte ?	21
1.2.2	$\text{Ly}\alpha$ en émission	21
1.2.3	$\text{Ly}\alpha$ en absorption	22
1.2.4	Intérêt du transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$	23
II	Développement du code MCLya	30
2	La physique $\text{Ly}\alpha$	31
2.1	L'émission $\text{Ly}\alpha$	31
2.1.1	Les différentes régions d'émission $\text{Ly}\alpha$	31
2.1.2	Spectres $\text{Ly}\alpha$ intrinsèques de starbursts	33
2.2	Interaction de $\text{Ly}\alpha$ avec l'Hydrogène	35
2.2.1	Profil d'absorption	35
2.2.2	Processus de ré-émission	38
2.2.3	Diffusion résonnante	43
2.3	Interaction de $\text{Ly}\alpha$ avec la poussière	45
2.3.1	Probabilité d'interaction/profondeur optique	45
2.3.2	Processus de ré-émission	45
2.4	Autres mécanismes de destruction des photons $\text{Ly}\alpha$	47
2.4.1	Collisions	47
2.4.2	Interaction avec le Deutérium	47
2.4.3	Interaction avec la molécule H_2	48
2.5	Effets de géométrie et de cinématique du gaz neutre	49
2.5.1	La géométrie du H I	49
2.5.2	La cinématique du H I	49

3	MCLya : un code Monte Carlo 3D de transfert radiatif Lyα	54
3.1	MCLya et les autres	55
3.2	L'article publié dans A&A	58
3.3	Remarques et Commentaires	76
3.3.1	Les Approximations dans MCLya	76
3.3.2	Travail non publié relatif à l'article	78
3.3.3	Résumé	80
III	Modélisation de spectres observés	85
4	Modélisation des galaxies Lyman Break à $z \sim 3$	86
5	Le cas particulier de <i>cB58</i>	88
6	Les galaxies du FORS Deep Field	98
7	La grille de modèles	123
7.1	Description de l'ensemble des modèles	123
7.2	Morphologie des spectres Ly α	125
7.2.1	Influence de N_{H}	125
7.2.2	Influence de τ_a	127
7.2.3	Influence de V_{exp}	128
7.2.4	Influence de b	128
7.3	Corrélations entre mesures spectrales et paramètres physiques	130
7.3.1	La fraction d'échappement Ly α	130
7.3.2	La position du pic principal	131
7.3.3	L'extension de la raie	131
7.3.4	L'écartement entre les pics	132
7.4	Conclusions	132
IV	Conclusion	137
8	Conclusions et perspectives	138
8.1	Résultats	138
8.1.1	Notre code MCLya	138
8.1.2	La modélisation de LBGs à $z \sim 3$	138
8.2	Projets futurs	140
8.2.1	Amélioration du code	140
8.2.2	Projets scientifiques	141
A	La grille de modèles	I
B	Liste de publications	IX

C	Détail des équations dans MCLya	XII
C.1	La méthode Monte Carlo	XII
C.1.1	Définition	XII
C.1.2	Profondeur optique d'interaction	XIII
C.1.3	Nature de l'interaction	XIII
C.1.4	Nature de l'interaction avec la poussière	XIII
C.1.5	Redistribution angulaire	XIV
C.1.6	Composantes du vecteur vitesse de l'atome d'hydrogène	XIV
C.2	Calcul du suivi d'un photon : la fonction "PATH"	XV
C.3	Implémentation de la redistribution en fréquence	XVII
C.3.1	Redistribution angulaire isotrope	XVII
C.3.2	Redistribution angulaire dipolaire	XVIII
C.3.3	Redistribution en fréquence	XVIII

Table des figures

1.1	L'évolution de l'Univers	3
1.2	Recombinaison d'un atome d'hydrogène	4
1.3	Les premiers photons $\text{Ly}\alpha$ de l'Univers	5
1.4	Force de la raie $\text{Ly}\alpha$ dans les galaxies primordiales	7
1.5	Quasar et spectre de quasar	10
1.6	La forêt $\text{Ly}\alpha$	12
1.7	Damped $\text{Ly}\alpha$ System (DLA) dans un spectre de quasar	13
1.8	La technique "Lyman Break"	15
1.9	Publications LAEs de 1967 à 2008	17
1.10	Effets de transfert radiatif en émission	22
2.1	Spectres intrinsèques de starbursts	34
2.2	Caractéristiques $\text{Ly}\alpha$ de starbursts	35
2.3	Effet de recul	40
2.4	Fonctions de Redistribution en fréquence	42
2.5	Effet du Deutérium	48
2.6	Effet de la géométrie du H I	49
3.1	Images $\text{Ly}\alpha$ d'une coquille en expansion	79
3.2	Spectres $\text{Ly}\alpha$ émergent d'un disque	80
3.3	Effets cinétiques sur un spectre de DLA	81
7.1	Valeurs des paramètres de la coquille	124
7.2	Spectre $\text{Ly}\alpha$ de la coquille standard	126
7.3	Variations du spectre $\text{Ly}\alpha$ en fonction de N_{H}	126
7.4	Variations du spectre $\text{Ly}\alpha$ en fonction de τ_a	127
7.5	Variations du spectre $\text{Ly}\alpha$ en fonction de V_{exp}	128
7.6	Variations du spectre $\text{Ly}\alpha$ en fonction de b	129
7.7	Corrélation τ_a vs f_e	130
7.8	Corrélations b et N_{H} vs position du pic	131
7.9	Corrélation b et N_{H} vs extension de la raie	132
7.10	Corrélation entre l'extension et la position du pic	133
7.11	Corrélation V_{exp} vs écartement des pics	133
C.1	La fonction "PATH"	XVI

Liste des tableaux

1.1	Surveys $\text{Ly}\alpha$	18
1.2	Différentes populations de galaxies à grand redshift	21
3.1	Comparaison des différents codes de transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$. . .	77

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte scientifique

Le contexte général dans lequel s’inscrit ce travail de thèse est la compréhension des mécanismes de formation des galaxies. L’Univers révélé par le fond diffus cosmologique lorsque qu’il avait 300 000 ans (correspondant à un redshift $z \sim 1100$) était constitué de matière froide et neutre, répartie de façon presque parfaitement homogène et composée uniquement d’éléments légers (90% d’Hydrogène et 10% d’Helium). L’Univers actuel (13,7 milliards d’années, $z = 0$) s’organise en amas de galaxies de composition chimique complexe baignant dans un milieu très peu dense, chaud et ionisé. Comment cette transformation s’est-elle réalisée ? Les grandes étapes de l’évolution de l’Univers sont schématisées sur la Fig 1.1.

Si l’on regarde ce domaine de recherche “à travers un filtre Lyman- α ”, les photons Lyman- α (par la suite $\text{Ly}\alpha$) apparaissent comme un outil ingénieux pour étudier la fin de l’âge sombre, l’apparition des premières galaxies, et la réionisation de l’Univers, cette transition qui nous intéresse. Ils sont émis par l’atome le plus simple et le plus abondant de l’Univers, l’atome d’Hydrogène, lorsque celui-ci passe de son premier niveau d’excitation sur son niveau fondamental. A chaque étape de la formation des galaxies, l’émission $\text{Ly}\alpha$ et/ou l’absorption $\text{Ly}\alpha$ sont utilisées pour diagnostiquer l’état d’évolution de l’Univers.

1.1.1 Du point de vue du théoricien

Les premiers photons $\text{Ly}\alpha$ de l’Univers

Lors de la *recombinaison cosmologique* (cf Fig 1.1), 300000 ans après le Big-Bang, l’Univers s’est refroidi suffisamment sous l’effet de son expansion pour que la matière s’assemble en atomes et que le rayonnement soit libéré et voyage librement à travers l’Univers rendu transparent par cette transition de phase. Ce rayonnement, créé par l’annihilation de paires particule-

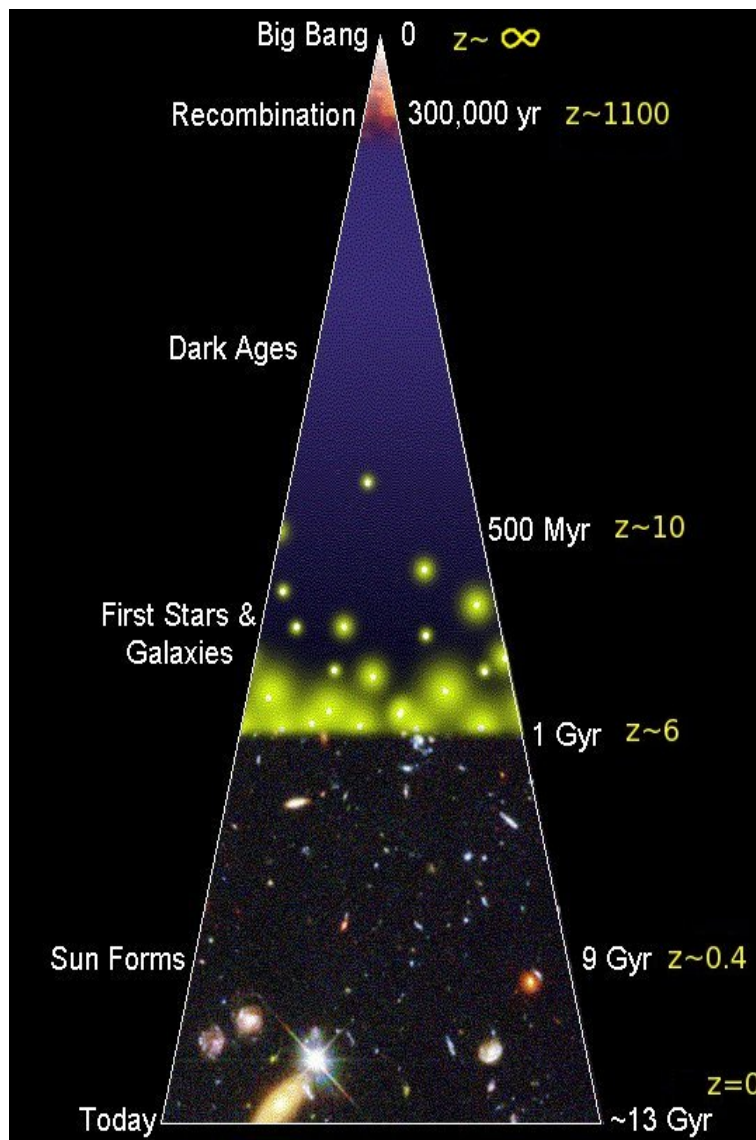


FIG. 1.1 – **L'évolution de L'Univers.** Les différentes étapes de l'évolution de l'Univers, du Big-Bang à aujourd'hui, sont présentées sur ce schéma. Après le Big-Bang, l'univers s'étend et se refroidit. Lorsqu'il est suffisamment froid, la matière s'assemble en atomes, et le rayonnement de fond diffus cosmologique se propage librement, cette étape qu'on nomme la *recombinaison cosmologique* a lieu 300000 ans après le Big-Bang, à redshift $z \sim 1100$. La période qui suit est appelée *l'âge sombre* de l'Univers, car il n'est alors constitué que de gaz froid, et ne contient aucune source lumineuse. Les premières étoiles s'allument, et les premières galaxies se forment environ 500 millions d'années après le Big-Bang ($z \sim 10$), entraînant la *Réionisation* de l'Univers vers un milliard d'années ($z \sim 6$). source : www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/TeachRes/Artwork/Cosmology/

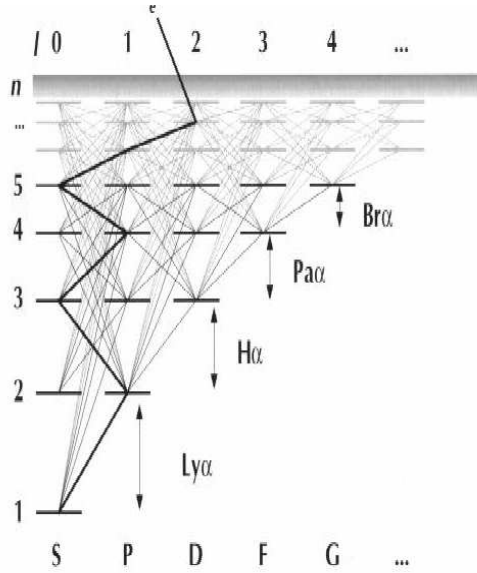


FIG. 1.2 – **Recombinaison d'un atome d'hydrogène.** Lorsqu'un proton capture un électron, l'atome d'Hydrogène nouvellement formé se retrouve dans un état excité; l'électron retombe ensuite sur les niveaux d'énergie inférieurs jusqu'au niveau fondamental, induisant une émission de photons en cascade. Le dernier photon émis, correspondant à la transition du premier niveau excité vers le niveau fondamental, est un photon **Lyman- α** , sa longueur d'onde est $\lambda_0 = 1215.67 \text{ \AA}$, c'est un photon Ultra-Violet. source : Dopita (2007)

antiparticule dans la première minute suivant le Big-Bang, et thermalisé par collisions avec la matière dans le plasma primordial, est détecté aujourd'hui dans le domaine radio, constituant le "rayonnement de fond diffus cosmologique à 3K" (CMB, pour Cosmic Microwave Background). Il constitue la meilleure preuve de la validité de la théorie du Big-Bang. Les déviations du spectre de ces photons à un spectre de corps noir sont corrélées aux fluctuations primordiales de densité, responsables de la formation des structures de l'Univers actuel sous l'effet de l'attraction gravitationnelle. La connaissance des anisotropies du fond diffus cosmologique nous permet donc de déterminer les valeurs des paramètres cosmologiques et d'établir les conditions initiales de l'évolution de l'Univers.

Revenons à la matière, à l'époque de la recombinaison. Pour la première fois, les atomes se forment. La combinaison des protons et électrons en atomes d'hydrogène conduit à l'émission des raies de recombinaison de cet atome (cf Fig 1.2), la plus intense étant la raie $Ly\alpha$, lorsqu'un atome d'Hydrogène passe du premier état excité vers son état fondamental. La théorie de la recombinaison cosmologique de l'hydrogène est développée en 1968 (Peebles, 1968; Zeldovich et al., 1968). Les observations de plus en plus précises du CMB nécessitent d'améliorer les modèles pour contraindre les distorsions qui sont engendrées par la recombinaison de l'hydrogène (et de l'hélium) au moment du découplage matière-rayonnement (Grachev and Dubrovich, 1991; Seager et al., 1999, 2000), et le lancement en 2008 du satellite Planck motive la prise en compte d'effets de plus en plus fins (Dubrovich and Grachev, 2005; Kho-

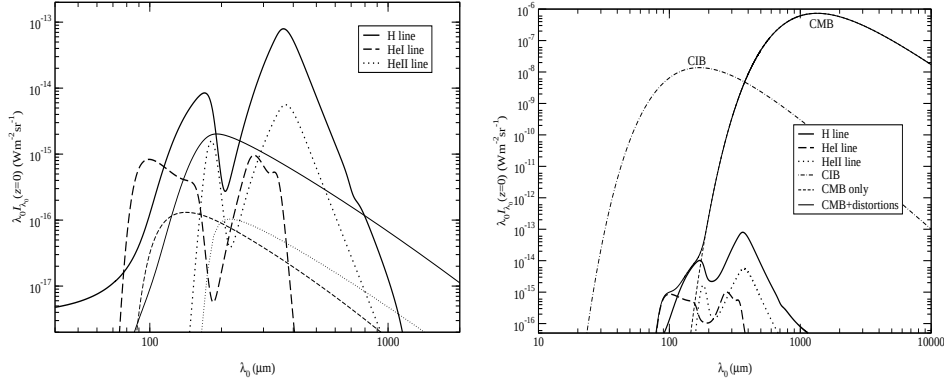


FIG. 1.3 – **Gauche** : Spectre du fond diffus $\text{Ly}\alpha$ émis lors de la recombinaison cosmologique de l’hydrogène (trait plein épais), tel qu’on pourrait l’observer (à $z = 0$) si sa détection dans l’infrarouge n’était pas compromise par l’émission Galactique, 4 à 5 ordres de grandeurs plus forte. Les autres courbes représentent le rayonnement deux-photons (cf. Chapitre 2) de l’hydrogène (trait plein fin), et l’intensité des raies de recombinaison de l’Hélium. **Droite** : Contribution du fond diffus $\text{Ly}\alpha$ à l’intensité du fond diffus infrarouge mesuré, et distorsions du CMB. source : Wong et al. (2006)

lupenko and Ivanchik, 2006; Rubiño-Martín et al., 2006; Wong et al., 2006; Chluba and Sunyaev, 2006b,a; Wong and Scott, 2007; Chluba et al., 2007; Chluba and Sunyaev, 2007, 2008; Wong et al., 2008; Grachev and Dubrovich, 2008). L’intensité prédite de ce fond diffus $\text{Ly}\alpha$ telle qu’on la reçoit à $z=0$ est $\lambda_0 I_0(z=0) \sim 10^{-13} \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \sim 10^{-20} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ (Fig. 2 Wong et al., 2006, reproduite Fig. 1.3), c’est-à-dire 2 à 3 ordres de grandeur inférieure à l’intensité $\text{Ly}\alpha$ d’une (proto-)galaxie primordiale (cf. ci-dessous). Seulement, du fait du grand décalage spectral auquel a lieu la recombinaison cosmologique ($z \sim 1100$), ce rayonnement pique dans l’infrarouge (cf Fig. 1.3), dont le rayonnement de fond détecté est entre 4 et 5 ordres de grandeur plus fort (Fig. 3 Wong et al., 2006, reproduite Fig. 1.3). Il semble que ces photons $\text{Ly}\alpha$ primordiaux, même si la détermination précise de leur spectre est très importante pour déduire les valeurs correctes des paramètres cosmologiques à partir des distorsions du CMB (Wong et al., 2008), ne soient pas facilement observables !

Remarquons que les travaux effectués jusqu’à présent ne prennent pas en compte le transfert radiatif de ces photons $\text{Ly}\alpha$ primordiaux, ce qui modifierait l’allure du spectre $\text{Ly}\alpha$ présenté dans la Fig.2 de Wong et al. (2006), et l’emplacement des pics, mais pas l’intensité prédite, puisque ces photons sont émis dans le gaz de composition chimique primordiale, un milieu diffusif mais non absorbant.

Ly α et les proto-galaxies

Les modèles prédisent que les proto-galaxies sont des sources étendues de photons Ly α (Haiman et al., 2000; Fardal et al., 2001; Dijkstra et al., 2006a,b).

Une proto-galaxie est un nuage de gaz en effondrement gravitationnel dans le puit de potentiel de son halo de matière noire, elle ne contient pas encore d'étoiles, la composition chimique du gaz est donc primordiale. Lorsqu'un tel nuage se condense, le gaz est chauffé par la compression et les chocs et rayonne pour se refroidir. Une grande partie de ce rayonnement est émise sous la forme de photons Ly α ($\sim 100\%$ pour Haiman et al. 2000, 50% d'après Fardal et al. 2001). La taille prédite de ces halos Ly α est de quelques arcsecondes, et l'intensité du rayonnement $\sim 10^{-18}$ à 10^{-16} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$, du même ordre de grandeur que le rayonnement Ly α induit par les étoiles (cf ci-dessous).

De plus, si l'apparition d'un trou noir central est une caractéristique de cette phase proto-galactique (Haiman and Rees, 2001; Dijkstra et al., 2006a), transformant les proto-galaxies en quasars (voir ci-dessous), le rayonnement Ly α de ces objets pourrait être amplifié de plusieurs ordres de grandeur par photoionisation-recombinaison des atomes d'hydrogène entourant le trou noir.

Les proto-galaxies seraient donc des émetteurs Ly α avec deux sources distinctes : la radiation de refroidissement gravitationnel, diffuse et très étendue, superposée à une éventuelle radiation de recombinaison de la région ionisée par un trou noir central.

Ly α et les galaxies primordiales

Les modèles prédisent que les galaxies primordiales sont de forts émetteurs Ly α (Partridge and Peebles, 1967; Meier, 1976; Charlot and Fall, 1993; Schaerer, 2003).

Puisque l'Univers actuel contient des éléments chimiques lourds en quantité, éléments qui sont synthétisés dans le cœur des étoiles et injectés dans le milieu environnant au moment de leur mort, il faut que les premières générations d'étoiles aient eu une durée de vie courte, afin d'enrichir rapidement le gaz interstellaire. Ceci implique que les premières générations d'étoiles aient été massives, voire très massives ($\sim 100M_{\odot}$), donc chaudes (de type spectral O-B). Les étoiles se forment au cœur de nuages de gaz froid, par fragmentation puis effondrement gravitationnel d'une partie du nuage sous son propre poids. Lorsqu'elles "s'allument", que les réactions thermonucléaires démarrent en leur cœur, l'énergie libérée sous forme de radiation ionise le gaz environnant. Plus elles sont massives et chaudes, plus leur pouvoir ionisant est important, et plus elles créent autour d'elles une grande région de gaz ionisé, appelée région H II. C'est cette région H II qui émet un grand nombre

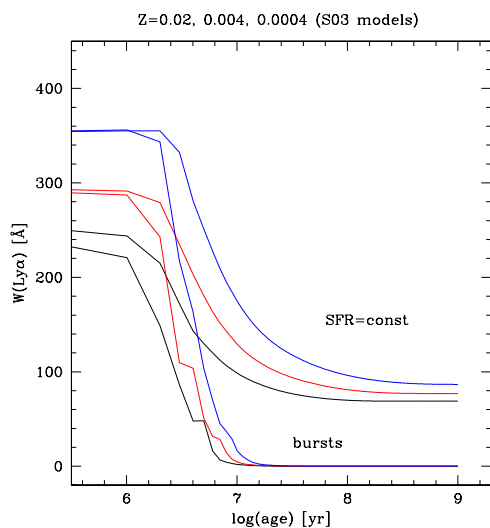


FIG. 1.4 – Evolution de la largeur équivalente de la raie Ly α émise par une galaxies starburst en fonction du temps, pour différentes métallicités et différentes fonctions de masse initiale (IMF, pour Initial Mass Function), lors d’un épisode ponctuel de flambée de formation d’étoiles à l’instant $t=0$. Les valeurs à l’équilibre pour une histoire de formation stellaire constante sont indiqués par les symboles à $t \sim 8\text{Myr.}$ source : Schaerer (2003).

de photons Ly α par recombinaison des atomes d’hydrogène (cf. Chapitre 2). Les toutes premières galaxies sont des émetteurs Ly α d’autant plus puissants que la première génération d’étoiles, appelées “étoiles de Population III” –formées à partir de nuages de gaz de composition chimique primordiale (métallicité nulle ou très faible) –, est massive, donc que son pouvoir ionisant est fort (Schaerer, 2003).

La densité de ces galaxies primordiales ainsi que leur luminosité Ly α ont d’abord été surestimées par les modèles (Partridge and Peebles, 1967; Meier, 1976; Baron and White, 1987), les prédictions sont aujourd’hui contraintes par les observations (Haiman and Spaans, 1999; Thommes and Meisenheimer, 2005; Le Delliou et al., 2006; McQuinn et al., 2007; Nagamine et al., 2008) : la densité de surface est $\sim 10^{4-5}/\text{deg}^2/\Delta z = 0.1$, et les luminosités Ly α sont comprises entre 10^{41} et $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$, pour des galaxies primordiales à redshift $3 < z < 6$. Du fait de la réionisation de l’Univers (cf ci-dessous), le nombre de galaxies primordiales observables doit diminuer à $z > 7$. La force intrinsèque de la raie Ly α des galaxies primordiales est prédite par les modèles de Schaerer (2003), et illustrée sur la Fig. 1.4 pour différentes histoires de formation stellaires, et différentes métallicités : ce sont de forts émetteurs Ly α , leur largeur équivalente¹ est supérieure à $\sim 80 \text{ \AA}$ pour des galaxies à taux de formation stellaire constant.

Ainsi, il paraît judicieux d’utiliser la raie Ly α comme outil pour détecter ces objets primordiaux, afin de prouver leur existence, et de contraindre l’époque et les mécanismes de leur formation.

¹Si on dessine un rectangle de même aire que l’aire contenue dans une raie, dont la longueur est la hauteur du continu, la largeur de ce rectangle, exprimée en $\text{\AA}$ est appelée largeur équivalente de la raie.

Ly α et la ré-ionisation

Les photons Ly α , à la fois en émission et en absorption, sont de bons traceurs de la réionisation de l'Univers (par exemple Miralda-Escude and Rees, 1998).

À l'époque du découplage matière-rayonnement, que le fond diffus cosmologique reflète, l'Univers est devenu neutre : les atomes d'hydrogène se sont assemblés et l'expansion de l'Univers a continué de refroidir le gaz. Pourtant, aujourd'hui, le milieu intergalactique ténu et chaud est ionisé. Il y a donc eu une réionisation globale de l'Univers. La durée de cette phase, la période à laquelle elle s'est terminée, ainsi que les sources à l'origine de la réionisation de l'Univers ne sont pas connues avec précision, et ce domaine de recherche est particulièrement actif actuellement (pour une revue Ciardi and Ferrara, 2005). Les différents mécanismes conduisant à une forte émission de photons ionisants déjà évoqués : les quasars, les étoiles jeunes dans les galaxies primordiales, notamment les étoiles de population III, et la radiation de refroidissement gravitationnel, sont proposés comme les sources responsables de la réionisation. Cependant, la contribution relative de chacun des processus n'est pas déterminée même si la théorie actuelle favorise les galaxies primordiales de faible masse (Ciardi and Ferrara, 2005). Les toutes dernières mesures du fond diffus cosmologique donnent une estimation du redshift moyen de la réionisation : $z_{rei} = 11 \pm 3$ (Page et al., 2007).

Puisque les photons Ly α interagissent avec l'hydrogène neutre, ils sont particulièrement sensibles à la fraction d'ionisation de l'Univers, et sont donc un outil précieux pour étudier la réionisation. L'absorption Ly α dans les spectres de quasars à grand redshift (cf. ci-dessous), prédite par Gunn and Peterson (1965), suggère que la réionisation s'est terminée vers $z \sim 6$ (Fan et al., 2006). L'émission Ly α est également utilisée pour étudier la réionisation : les premières galaxies de l'Univers, sources de photons Ly α (cf. ci-dessus), baignent dans un milieu intergalactique neutre à très grand redshift ($z \sim 1100$ à 20), puis de moins en moins neutre ($z \sim 20$ à 6), puis ionisé ($z < 6$). On s'attend donc à voir une évolution dans la transmission du flux Ly α de ces objets à travers le milieu intergalactique, décrite par une évolution de la fonction de luminosité² et du profil de raie des émetteurs Ly α avec le redshift (Santos, 2004; Haiman and Cen, 2005; Dijkstra et al., 2007b,a). McQuinn et al. (2007) proposent d'utiliser la répartition spatiale des émetteurs Ly α pour contraindre l'époque de la réionisation. Une autre proposition Ly α pour contraindre la réionisation, serait de détecter l'émission Ly α des fronts d'ionisation de quasars (Cantalupo et al., 2008).

²la fonction de luminosité donne le nombre d'émetteurs Ly α par intervalle de luminosité, par intervalle de redshift.

1.1.2 Du point de vue de l'observateur

En fonction de la technique utilisée pour leur détection, ou bien d'une caractéristique observationnelle particulière, les objets astrophysiques portent un nom évocateur : Lyman-Alpha Emitter (LAE), Lyman-Alpha Blob ($\text{Ly}\alpha$ -blob), forêt $\text{Ly}\alpha$... Voici une description des différentes classes d'objets extragalactiques présentant une émission ou absorption $\text{Ly}\alpha$, dans l'ordre chronologique de la première détection.

$\text{Ly}\alpha$ et les Quasars

Dans les années 50, Les Quasars (contraction de quasi-stellar radio source, appelés aussi QSOs, pour Quasi-stellar Objects) sont les premiers objets détectés à grand redshift, grâce à leur émission radio. La contre-partie optique d'un de ces objets est isolée en 1963, et les nombreuses raies d'émission sont identifiées aux raies de l'hydrogène fortement décalées vers le rouge (Schmidt, 1963), confirmant le caractère extra-galactique de ces objets ponctuels comme des étoiles. Aujourd'hui, plus de 100000 quasars sont connus, avec un redshift allant de 0.06, pour le plus proche, à 6.43 pour le plus lointain (Willott et al., 2007). Ce sont les objets astrophysiques les plus brillants intrinsèquement (~ 100 à 1000 fois plus que la Voie Lactée), mais les mécanismes de production d'une telle quantité d'énergie ne sont toujours pas connus avec précision. La théorie actuelle est l'accrétion de gaz et de poussières sur un trou noir supermassif. Le gaz échauffé par sa chute dans le puit de potentiel du trou noir rayonne fortement dans les rayons X. Cette énergie libérée ionise le gaz environnant qui recombine et émet des photons $\text{Ly}\alpha$. Les quasars sont donc tous de forts émetteurs $\text{Ly}\alpha$.

Il semble que les galaxies en formation passent par une phase de quasar, qui s'éteindrait lorsque le réservoir de gaz qui le nourrit est tari, car les quasars sont beaucoup plus nombreux à grand redshift que dans l'Univers proche. Des métaux ont été détectés dans tous les spectres de quasars, traduisant une formation d'étoiles importante dans les galaxies hôtes de ces trous noirs en accrétion. Il n'est pas facile de savoir si cette formation stellaire est antérieure ou contemporaine à l'activité du noyau galactique. En tous les cas, la théorie d'une phase proto-galactique avec un trou noir central, comme décrite précédemment dans le paragraphe "proto-galaxies", est remise en cause par ces observations. Cependant, un cas de quasar sans raie de métaux détectée a été reporté (Weidinger et al., 2004; Haiman, 2004), qui pourrait correspondre à l'observation d'une proto-galaxie.

La forêt $\text{Ly}\alpha$

Un autre phénomène $\text{Ly}\alpha$, en absorption cette fois, est mis en évidence par les spectres de quasars lointains, appelé "forêt $\text{Ly}\alpha$ ". La forêt $\text{Ly}\alpha$ est constituée d'une multitude de raies d'absorption dans le spectre du quasar,

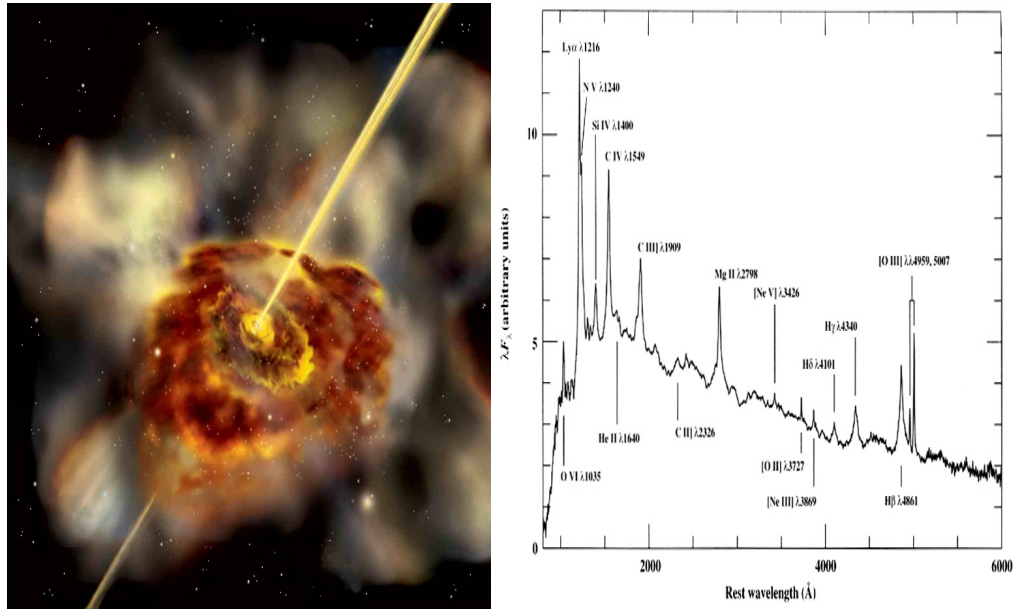


FIG. 1.5 – **Gauche** : vue d'artiste d'un quasar, où le trou noir central est enfoui dans un disque de gaz et de poussière. Il attire la matière qui s'échauffe en tombant et rayonne fortement. source : NASA Education and Public Outreach at Sonoma State University - Aurore Simonnet. **Droite** : émission Ly α dans le spectre synthétique d'un quasar (Francis et al., 1991).

à des longueurs d'ondes plus courtes que la raie $\text{Ly}\alpha$ en émission du quasar. Elles révèlent la présence de nuages de gaz froid –contenant de l'hydrogène neutre ($T < 10^4$ K)– sur la ligne de visée entre le quasar et l'observateur (cf Fig.1.6). Du fait de l'énorme profondeur optique des photons $\text{Ly}\alpha$, chacun de ces nuages absorbe une quantité significative du flux émis par le quasar d'arrière-plan à la longueur d'onde $\text{Ly}\alpha$ dans son référentiel ($\lambda_0 = 1215,67$ Å), c'est-à-dire à une longueur d'onde $\lambda_{\text{obs}} = \lambda_0(1 + z_{\text{abs}})$, où z_{abs} est le redshift du nuage. L'étude de la forêt $\text{Ly}\alpha$ permet de déterminer la densité de colonne de chaque nuage, mais surtout, nous renseigne sur les conditions physiques de l'Univers, sur sa fraction d'ionisation globale. En effet, à redshift $2 < z < 4$, la majorité des baryons de l'Univers est contenue dans ces structures intergalactiques (Weinberg et al., 1997).

A très grand redshift, lorsqu'on se rapproche de l'époque de la réionisation, la quantité et la profondeur optique des nuages de gaz neutre le long de la ligne de visée augmente, et le flux du quasar peut être complètement absorbé (cf l'image de droite sur la Fig. 1.6 Gunn and Peterson, 1965). Cependant, cela ne signifie pas que le milieu intergalactique est devenu neutre, car la profondeur optique $\text{Ly}\alpha$ est tellement grande qu'une toute petite fraction de gaz neutre, de l'ordre du pourcent, suffit à absorber tout le flux du quasar d'arrière-plan (McQuinn et al., 2007). L'évolution de la forêt $\text{Ly}\alpha$ avec le redshift est une preuve de l'évolution de la fraction d'ionisation du milieu intergalactique, mais c'est un outil trop sensible pour pouvoir remonter loin durant la période de réionisation (Becker et al., 2007).

Les Damped $\text{Ly}\alpha$ Systems (DLA)

Parmi la forêt de raies $\text{Ly}\alpha$ le long de la ligne de visée d'un quasar lointain, on distingue plusieurs classes de systèmes en absorption suivant la valeur de leur densité de colonne d'hydrogène neutre N_{H} , c'est-à-dire le nombre d'atomes par cm^2 . Les nuages les plus gros sur la ligne de visée des quasars lointains, dont la densité de colonne est supérieure à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, sont appelés Damped $\text{Ly}\alpha$ Systems (DLAs, cf. Fig. 1.7). Les DLAs et sub-DLA ($N_{\text{H}} = 10^{19}$ à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), bien que moins nombreux que les nuages constituant la forêt $\text{Ly}\alpha$, contiennent la majorité du gaz neutre de l'Univers (Storrie-Lombardi and Wolfe, 2000). Malgré les études intensives dont ils ont fait l'objet (Wolfe et al., 2005, pour une revue), leur nature reste mystérieuse : les DLAs sont-ils de petites galaxies formant des étoiles à un rythme lent, progéniteurs des galaxies naines locales, ou bien sont-ils les parties externes de galaxies massives formant beaucoup d'étoiles comme les Lyman Break Galaxies (LBGs, cf. ci-dessous) ? Forment-ils une classe homogène de galaxies ? Il est très difficile d'obtenir une image de la galaxie hôte d'un DLA, étant donné la présence du quasar très brillant sur la ligne de visée. Il n'existe que quelques exceptions dans l'Univers local (Le Brun et al., 1997; Moller and Warren, 1998), dont un DLA pour lequel le taux

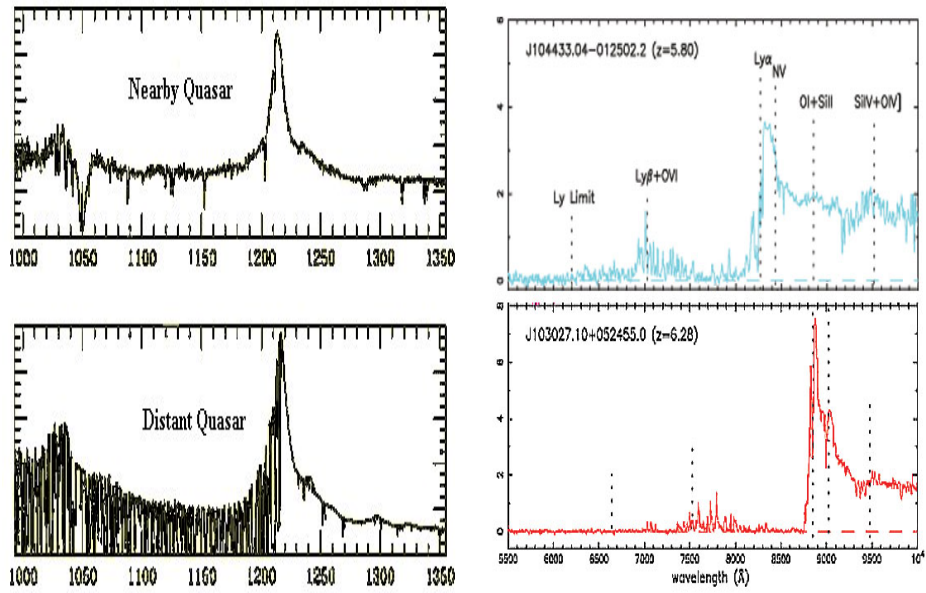


FIG. 1.6 – **Gauche** : lorsqu'on compare les spectres d'un quasar proche et d'un quasar à grand redshift, on voit apparaître les multiples raies d'absorption dues aux nuages neutres dans le milieu interstellaire, et constituant la forêt $\text{Ly}\alpha$. **Droite** : A très grand redshift, le milieu intergalactique est de plus en plus neutre, et l'absorption $\text{Ly}\alpha$ des nuages interstellaires de plus en plus importante. Le flux du quasar d'arrière-plan est presque entièrement absorbé, c'est l'effet Gunn-Peterson.

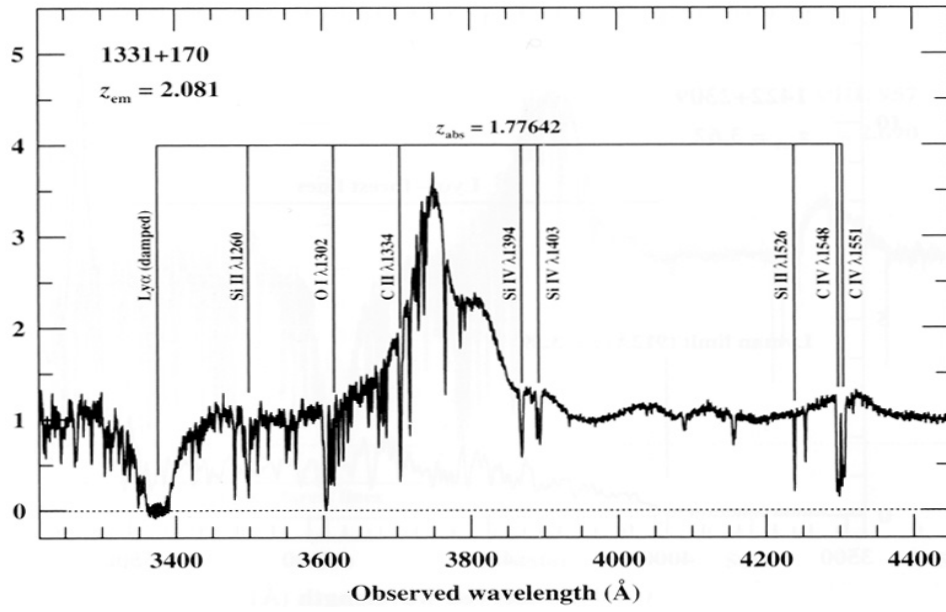


FIG. 1.7 – DLA à $z = 1.78$ dans un spectre de quasar à $z = 2.08$. Sur ce spectre, on distingue la raie Ly α en émission du quasar d'arrière plan, la forêt Ly α aux longueurs d'onde plus petites que la raie Ly α du quasar, et l'absorption Ly α très large du DLA, parmi la forêt Ly α . Des raies d'absorption de métaux sont également détectées, à la fois du côté rouge et du côté bleu de la raie du quasar, comme étant associées au DLA.

de formation d'étoiles mesuré est comparable au taux de formation stellaire d'une LBG (Wolfe et al., 2004). Cependant, d'autres arguments penchent plutôt en faveur de l'autre scénario : les DLAs ont une métallicité 1 ou 2 ordre de grandeur plus faibles que les LBGs ; de plus, la détection d'un échantillon de 30 galaxies grâce à leur faible raie Ly α en émission vient d'être reportée, interprétant ces détections comme les contre-parties en émission de galaxies hôtes de DLAs (Rauch et al., 2007).

D'autres DLAs sont détectés dans les galaxies hôtes de sursauts Gamma (GRB, pour Gamma Ray Burst). Les GRBs étant émis par des étoiles massives en fin de vie, lorsqu'elles se transforment en trou noir, ils proviennent de régions denses de formation d'étoiles. Les caractéristiques des DLAs des galaxies hôtes de GRBs sont différentes de celles des DLAs dans les lignes de visée des quasars, leur densité de colonne et métallicité sont plus élevées (Prochaska et al., 2007; Fynbo et al., 2008).

Ly α et les Lyman Break Galaxies (LBGs)

Les premières galaxies "normales"—c'est-à-dire sans noyau actif—détectées à grand redshift, l'ont été grâce à la technique "Lyman Break" (Steidel et al., 1996) illustrée sur la Fig 1.8 : elle consiste à réaliser plusieurs images d'une région du ciel, avec des filtres bande-large ("broad-band filters") de couleurs successives, et de repérer les objets qui sont brillants dans un filtre et disparaissent du suivant, afin d'identifier la cassure de Lyman ("Lyman Break") à 912. En effet, le flux des galaxies diminue fortement à des longueurs d'onde inférieures à la limite de la série de Lyman, c'est-à-dire dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation de l'hydrogène, car peu d'étoiles sont suffisamment chaudes pour produire des photons aussi énergétiques, et ces photons sont immédiatement absorbés par l'hydrogène neutre qu'ils rencontrent soit dans le milieu interstellaire, soit dans le milieu intergalactique environnant, très peu arrivent jusqu'à nous. Suivant l'emplacement de cette cassure dans les filtres, on déduit le redshift de l'objet observé.

Les galaxies découvertes par cette technique sont appelées "Lyman Break Galaxies" (LBGs). Plusieurs milliers de LBGs sont répertoriées actuellement, à différent redshifts (Shapley et al., 2003; Ando et al., 2006; Pentericci et al., 2007; Verma et al., 2007). Leurs propriétés globales sont les suivantes : ce sont des galaxies "starburst" (Steidel et al., 1996), c'est-à-dire des galaxies en train de former un grand nombre d'étoiles, semblables aux galaxies starburst locales. Leur taux de formation stellaire est très élevé ($10^{2-3} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ comparé à celui de la Voie Lactée ($\sim 3 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) comme à celui d'autres populations à grand redshift ($\sim 1 - 10 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ pour les LAEs, cf ci-dessous). Elles sont jeunes ($\sim 25 - 250 \text{ Myr}$), leur masse totale est $10^{10-11} \text{ M}_{\odot}$ (Giavalisco, 2002), c'est-à-dire environ la masse d'un bulbe de galaxie locale, un ordre de grandeur de moins que la Voie Lactée. Leur métallicité est comprise entre 1/10 de la métallicité solaire et la métallicité solaire. Comparées aux autres popu-

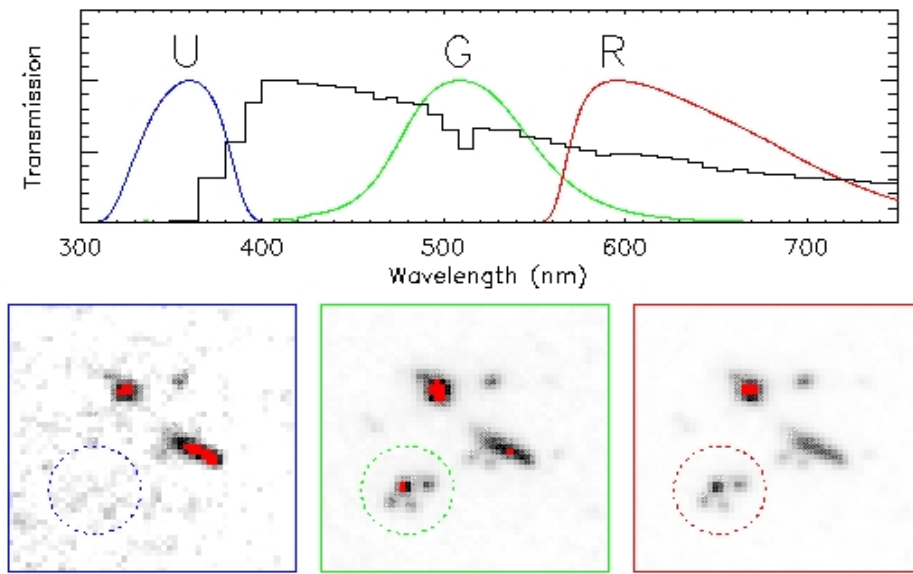


FIG. 1.8 – Les LBGs sont sélectionnées grâce à des images dans des filtres larges de domaines spectraux décalés (Ultra-violet, Vert et Rouge, par exemple). Du fait de la morphologie du spectre de la galaxie, présentant une cassure à la longueur d'onde de la limite de Lyman ($912 \text{ \AA}$, voir texte), celle-ci n'est plus détectée dans le filtre U sur la figure, ce qui correspond à un objet à un redshift $z \sim 2.5$. source :www.astro.ku.dk/~jfnbo/pics/

lations de galaxies à grand redshift, leur métallicité est plus faible que celle des quasars, et plus élevée que celle des DLAs et LAEs. Une autre propriété qui semble quasi-universelle dans ces objets est la présence de matière en expansion, entourant la zone de starburst, détectée par un décalage spectral vers le bleu des raies d’absorption interstellaires comparé au redshift des raies stellaires. La vitesse moyenne d’expansion de cette coquille est $\sim 150 - 200 \text{ km s}^{-1}$ (Pettini et al., 2002; Shapley et al., 2003; Swinbank et al., 2007). La fraction de LBGs qui présente un noyau actif est nulle ou très faible (Shapley et al., 2003; Douglas et al., 2007). La répartition spatiale des LBGs ?

En ce qui concerne le spectre $\text{Ly}\alpha$ de ces objets, les LBGs montrent une grande dispersion : 3/4 d’entre-elles présentent une raie $\text{Ly}\alpha$ en émission, donc la largeur équivalente s’étend de quelques Å à quelques centaines de Å, et 1/4 en absorption. Qu’est-ce qui gouverne l’allure du spectre $\text{Ly}\alpha$ dans ces galaxies ? Plusieurs études ont été entreprises pour répondre à cette question, et plusieurs éléments de réponse ont été apportés. Il semble que ce soit les galaxies les plus brillantes qui présentent $\text{Ly}\alpha$ en absorption (Ando et al., 2006, 2007), point que nous discutons aux Chapitres 5 et 6. D’après Pentericci et al. (2007), les LBG avec $\text{Ly}\alpha$ en émission sont plus jeunes et moins massives que les LBGs en absorption, bien qu’ayant peu de poussières toutes les deux. Leurs propriétés semblent également évoluer avec le redshift : les LBGs à $z \sim 5$ sont plus jeunes ($< 100 \text{ Myr}$) et moins massives ($\sim 10^9 M_{\odot}$) que leurs équivalents à $z \sim 3$ ($\sim 10^{10} M_{\odot}$ et $\sim 320 \text{ Myr}$) (Verma et al., 2007).

Les $\text{Ly}\alpha$ Emitters (LAEs)

Comme leur nom l’indique, les émetteurs $\text{Ly}\alpha$ sont détectés grâce à leur forte raie d’émission $\text{Ly}\alpha$. La technique de détection consiste à réaliser deux images d’une région du ciel, l’une dans un filtre étroit (“narrow-band filter”), l’autre dans un filtre large contenant le domaine spectral du filtre étroit, et à les comparer. Les objets ayant un très fort flux dans le filtre étroit, et un flux faible dans le filtre large sont identifiés comme des LAEs.

Il s’est écoulé trois décennies entre la prédiction de l’existence de ces émetteurs $\text{Ly}\alpha$ à grand redshift (Partridge and Peebles, 1967) et la première détection : après de nombreuses années d’efforts infructueux (Pritchet, 1994, pour une revue), enfin, le premier émetteur $\text{Ly}\alpha$ à grand redshift ($z > 5$) est détecté... par hasard ! (Dey et al., 1998). La publication de cette découverte précède de quelques mois une autre publication, considérée aujourd’hui comme la référence, prouvant enfin l’existence de ces galaxies primordiales émettrices de photons $\text{Ly}\alpha$ (Hu et al., 1998). Elle décrit un ensemble de 15 émetteurs $\text{Ly}\alpha$ (LAEs pour Lyman-Alpha Emitters) détectés par la technique du “filtre étroit” (narrow-band technics) et confirmés spectroscopiquement. C’est l’avènement des grands télescopes au sol, avec des miroirs de 8-10 m (KECK en 1996, VLT en 1998, Subaru en 1999), qui est à l’origine de ces

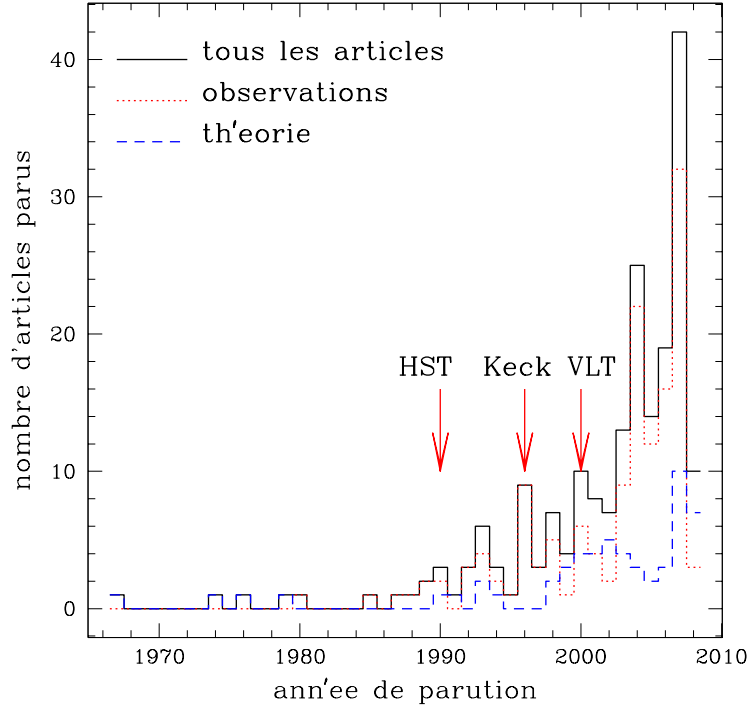


FIG. 1.9 – Historique des publications concernant la recherche des galaxies primordiales par leur émission $\text{Ly}\alpha$, de 1967 à aujourd’hui. La sélection est personnelle : elle regroupe tous les articles lus sur le sujet, et correspond à peu près à la bibliographie de ce Chapitre, je n’ai pas appliqué de critère de recherche dans ADS.

succès : la limite de détection ($\sim 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ Hu et al., 1998) est suffisamment faible pour permettre la découverte d’un nombre important de LAEs. Depuis les années 2000, le nombre d’équipes qui se consacrent à la recherche, désormais fructueuse, des LAEs, est en constante augmentation, tout comme les campagnes d’observations dédiées à ces objets (Rhoads et al., 2000; Westra et al., 2006; Stanway et al., 2007; Ouchi et al., 2007a), comme en témoigne l’historique du nombre de publications reliées aux LAEs présenté sur la Fig. 1.9, ainsi que le tableau récapitulatif des différents projets d’observation de ces LAEs (cf Tab. 1.1.2).

Survey	redshift	technics	instrument/telescope	field of view	affil.	date	LAEs
Hu & Cowie	$z \sim 3.4$	NB	LRIS/Keck	HDF/SSA22	Hawaii	1998	/15
Rhoads et al.(LALA)	$z = 4.5$	NB	8kx8k CCD/Kitt Peak		USA	2000/2007	/73
Fynbo et al.(LEGOs)	$z \sim 3$	NB/BB	FORSl/VLT	around QSOs	Danemark	2003	64/41
Santos et al.	$2.2 < z < 5.6$	GL	spectro/Keck		USA	2004	/11
Yamada et al.	$3 < z < 5$	IB	SuprimeCam/Subaru	SXDS Field	Japon	2005	198/
Ajiki et al.	$z = 5.7$	NB	SuprimeCam/Subaru	GOODS	Japon	2006	14 /
Westra et al.(WFILAS)	$z = 5.7$	NB/IB/BB	WFI/MPI		Australie	2006	7/2
Martin et al.	$z \sim 6$	MOS	IMACS/Magellan		USA	2006	200/20
Saito et al.	$3 < z < 5$	IB	SuprimeCam/Subaru		Japon	2006/2008	41/18
Gawiser et al.(MUSYC)	$z = 3.1$	NB/BB	MUSYC facilities	4 MUSYC fields	USA	2006	162/
Shimasaku et al.	$z = 5.7$	NB	SuprimeCam/Subaru	SDF	Japon	2006	89/39
Kashikawa et al.	$z = 6.5$	NB	SuprimeCam/Subaru	SDF	Japon	2006	58/17
Ota et al.	$z \sim 7$	NB	SuprimeCam/Subaru	SDF	Japon	2008	2/1
Stanway et al.(GLARE)	$z \sim 6$	MOS	GMOS/Gemini	HUDF	USA	2007	14/5
Stark et al.	$8.4 < z < 10$	GL	spectro/Keck	9 clusters	USA	2007	6/2
Ouchi et al.	$z = 3.1, 3.7, 5.7$	NB/BB	SuprimeCam/Subaru	SXDS Field	Japon	2008	858/84
Blanc et al.	$2 < z < 4$	MOS	VIRUS-P/McDonald		USA	2008	
Nilsson et al.	$2 < z < 8$				Danemark	2008	
Rauch et al.	$z \sim 3$	long-slit	FORSl/VLT		USA/UK	2008	/27

TAB. 1.1 – Historique des principaux projets d’observation des galaxies LAEs répertoriant les principaux investigateurs et le nom générique des surveys, les redshifts, les méthodes (NB pour narrow-band imaging , IB pour intermediate-band imaging, BB pour broad-band imaging, MOS pour multi-object spectroscopy, GL pour gravitational lensing), les instruments, les champs de vue, l’affiliation, l’année de la première publication, et le nombre de LAEs découverts (détectés/confirmés spectroscopiquement).

Il y a actuellement ~ 600 LAEs dont la détection dans un filtre étroit a été confirmée spectroscopiquement. La galaxies la plus lointaine connue (Iye et al., 2006) et dont la détection est sûre est un LAE à redshift 6.96, mais plusieurs candidates LAEs ont été annoncées jusqu'à redshift 10 (Stark et al., 2007). Leur détection est en soi une preuve de l'existence, et de la détectabilité des galaxies primordiales, mais ils apportent également d'autres renseignements précieux pour contraindre les modèles :

- **la force des raies $\text{Ly}\alpha$** : les raies les plus fortes mesurées actuellement ont une largeur équivalente $EW(\text{Ly}\alpha) > 200 \text{ \AA}$ (Shimasaku et al., 2006; Dawson et al., 2007). Cependant, la détermination du continu est souvent délicate dans ces objets où il est faible, ce qui induit une forte incertitude sur la largeur équivalente mesurée. De plus, l'interprétation de ces valeurs élevées n'est pas simple, elles peuvent être expliquées par une population stellaire particulièrement jeune et peu métallique, mais aussi par des effets de transfert radiatif dans un milieu poussiéreux et inhomogène (cf Chapitre 2).
- **la luminosité $\text{Ly}\alpha$** : elle est comprise entre 10^{42} et $10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$. La fonction de luminosité décrit le nombre de galaxies par tranche de luminosité, par tranche de redshift. Un changement dans la densité des émetteurs, ou un changement de leur luminosité intrinsèque, avec le redshift, impliquerait une évolution de la fonction de luminosité. Les dernières observations semblent indiquer qu'il n'y a pas ou peu d'évolution de la fonction de luminosité des LAEs entre $z \sim 3$ et $z \sim 6$ (Ouchi et al., 2007b).
- **la répartition spatiale** : Malgré un grand nombre d'études sur l'agglomération des LAEs en amas (Ouchi et al., 2003, 2005; Shimasaku et al., 2003, 2004; Murayama et al., 2007; Venemans et al., 2004, 2005, 2007; Nilsson et al., 2007), il semble y avoir une grande variance cosmique entre les différents champs.

Une nouvelle étape a récemment été franchie, pour permettre une meilleure connaissance de ces objets : on ne cherche plus uniquement à détecter de nouveaux LAEs, mais les premières observations de ces objets à différentes longueurs d'onde (Gawiser et al., 2006; Nilsson et al., 2007; Finkelstein et al., 2007; Boone et al., 2007; Lai et al., 2008; Ouchi et al., 2007b) ont été rapportées. Elles permettent de contraindre les populations stellaires de ces objets : ce sont des galaxies peu massives ($\sim 10^{7-9} M_{\odot}$, pour comparaison, la Voie Lactée a une masse de $\sim 6 \times 10^{11} M_{\odot}$), elles semblent contenir peu de poussière, et être relativement jeunes (quelques millions d'années). Les observations en rayons-X (Ouchi et al., 2007b) permettent également d'affirmer que la proportion de LAEs contenant un noyau actif de galaxie est de l'ordre du pourcent, et qu'ils sont contenus dans les galaxies les plus brillantes ($\log(L(\text{Ly}\alpha)) > 43.4$).

Les Ly α -blobs

Il existe une classe particulière de LAEs qui ont la caractéristique supplémentaire d'être étendus spatialement, appelés Ly α -blobs. Les deux premières détections ont été réalisées par (Steidel et al., 2000). Depuis, une quarantaine d'objets similaires ont été rapportées (Wilman et al., 2005; Nilsson et al., 2006; Saito et al., 2006, 2008). La nature de ces objets est encore débattue : sont-ils des proto-galaxies rayonnant Ly α par refroidissement gravitationnel (Nilsson et al., 2006), ou bien sont-ils dû à un vent géant (Wilman et al., 2005), comme semble le suggérer l'asymétrie des raies Ly α pour certains objets, mais dont les mécanismes de production restent inconnus.

1.1.3 Synthèse

En résumé, si on exclut les galaxies contenant des noyaux actifs, les trois (ou quatre ?) populations de galaxies qui coexistent à grand redshift, distinguées par leurs méthodes de détection, sont :

- les galaxies qui impriment un DLA dans les spectres de quasars lointains,
- les galaxies détectées grâce à la technique Lyman Break,
- les galaxies détectées grâce à leur forte émission dans la raie Ly α
- et les Ly α -blobs, bien qu'ils soient détectés de la même façon que les LAEs, mais il semble que la nature de ces objets soit différente.

Elles ont toutes été découvertes au cours des 20 dernières années. Les DLA et LBGs font déjà l'objet d'études intensives pour déterminer leur nature, tandis que ce travail démarre sur les échantillons de LAEs détectés (observations multi-longueur d'onde, et modélisation avec des spectres théoriques). Le tableau 1.2 présente un essai de résumé des différences et similitudes entre les propriétés de ces galaxies, bien que le domaine soit en pleine évolution actuellement, afin de donner du sens à ces distinctions empiriques : les différences entre les propriétés de ces galaxies révèlent-elles une différence de nature ? quel est le lien entre ces objets ? Nous proposons une ébauche de réflexion au Chapitre 6 à propos des LBGs et LAEs. Pour faire un lien avec la première partie de ce Chapitre qui décrivait les propriétés attendues des galaxies primordiales d'un point de vue théorique, il semble que les galaxies à grand redshift détectées jusqu'à présent ne sont pas tout à fait *primordiales*, du fait de leur métallicité, et de l'absence de signature évidente des toutes premières générations d'étoiles (pas de largeur équivalente Ly α gigantesque, pas de raie d'hélium détectée). Elles sont finalement assez semblables aux starbursts locaux. L'absence d'évolution de la fonction de luminosité des LAEs avec le redshift est également un signe que nous n'avons pas encore atteint le redshift de la réionisation, et que l'Univers que nous sondons grâce à ces différentes techniques est toujours globalement ionisé, comme l'Univers local.

	DLA	LBG	LAE	Ly α -blob
spectre Ly α	absorption	3/4 ém, 1/4 abs	émission forte	émission étendue
L(Ly α)	10^{41-42} erg s $^{-1}$	10^{40-43} erg s $^{-1}$	10^{42-44} erg s $^{-1}$	10^{43} erg s $^{-1}$
masse	??	$10^{9-10}M_{\odot}$	$10^{7-9}M_{\odot}$	??
âge	??	< 300 Ma	< 100 Ma	~ 10 Ma
taille	??	2 kpc	1 kpc	100 kpc
métallicité	1/100 $Z_{\odot}$ à 1/2 $Z_{\odot}$	1/10 $Z_{\odot}$ à $Z_{\odot}$	??	??
SFR	0-1 $M_{\odot}\text{yr}^{-1}$	5-100 $M_{\odot}\text{yr}^{-1}$	1-10 $M_{\odot}\text{yr}^{-1}$	
nature de l'émission Ly α	faible starburst ou fluorescence ?	starburst	starburst	refroid. grav, AGN ou starburst ?

TAB. 1.2 – Résumé des valeurs qui caractérisent les différents paramètres des galaxies à grand redshift : ressemblances et différences entre les populations de galaxies observées.

1.2 Le transfert radiatif des photons Ly α

1.2.1 Pourquoi faut-il le prendre en compte ?

Dans aucune des parties précédentes, le problème du transfert radiatif des photons Ly α n'a été soulevé. Pourtant, la raie Ly α n'est pas une raie de recombinaison comme les autres, car elle est *résonnante*. La profondeur optique d'un photon Ly α est tellement élevée qu'il va diffuser un grand nombre de fois avant de s'échapper du milieu qui l'a émis. A chaque diffusion, la fréquence et la direction du photon sont modifiées. De plus, l'accroissement de son libre parcours moyen à cause de ces diffusions multiples favorise les interactions plus rares, avec d'autres espèces chimiques, pouvant conduire à la destruction de ce photon. Ainsi, il ne suffit pas de s'intéresser au spectre intrinsèque Ly α des objets astrophysiques pour faire des prédictions ou des interprétations correctes, il faut également prendre en compte les effets de transfert radiatif intervenant le long de la ligne de visée. En particulier, Ly α est diffusée par l'hydrogène neutre, et absorbée par la poussière interstellaire. Finalement, le spectre observé peut avoir des caractéristiques bien différentes (absorption) de celles du spectre input (émission) !

La description détaillée du transfert radiatif des photons Ly α est le sujet du Chapitre suivant. Nous présentons ci-dessous quelques exemples concrets de spectres Ly α observés, pour illustrer l'importance des effets de transfert radiatif, en émission mais aussi en absorption.

1.2.2 Ly α en émission

Les exemples d'altération de spectres par le transfert radiatif des photons Ly α ne manquent pas :

- alors que le spectre intrinsèque d'une raie de recombinaison émise par

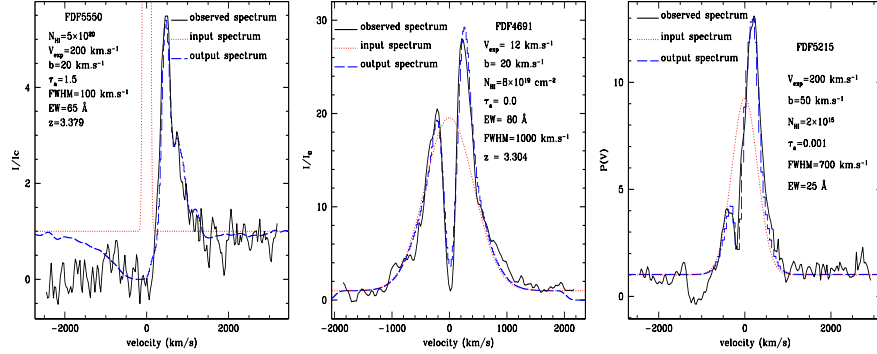


FIG. 1.10 – Exemples de profils de raies Ly α altérés par des effets de transfert radiatif à travers le milieu interstellaire de la galaxie qui les a émis.

une région H II autour d'un starburst est une gaussienne (cf la raie H α lorsqu'elle est détectée), les LAEs présentent une raie Ly α asymétrique, due au transfert radiatif des photons Ly α à travers un milieu en expansion (à gauche sur la Fig. 1.10).

- même s'ils sont plus rares, les spectres présentant des doubles pics (Ly α -blobs) s'expliquent très bien par effet de transfert radiatif à travers un milieu statique (au centre sur la Fig. 1.10).
- certains spectres aux formes plus exotiques ne peuvent s'expliquer que par effet de transfert radiatif (à droite sur la Fig. 1.10).

1.2.3 Ly α en absorption

S'il n'est pas nécessaire de prendre en compte le transfert radiatif des photons Ly α lorsqu'on veut modéliser/reproduire un spectre en absorption dû à un "écran" le long de la ligne de visée (cas de la forêt Ly α), à l'inverse, un objet astrophysique présentant un spectre Ly α en absorption *mais dont la source est au centre d'un nuage diffusif* (1/4 des LBGs) ne peut être modélisé sans transfert radiatif.

Le spectre transmis par un nuage d'hydrogène sur la ligne de visée est exactement reproduit par un profil de Voigt, donné par la fonction de Hjerting (cf chap suivant, section abs.). En effet, dès qu'un photon est intercepté par le nuage, il va diffuser un grand nombre de fois avant de s'échapper, ou bien d'être éventuellement détruit par absorption sur la poussière interstellaire. La probabilité qu'il ressorte dans la direction de l'observateur est quasiment nulle, ce qui fait que le spectre observé est uniquement constitué des photons qui ont traversé le nuage sans interagir. Ainsi, lorsqu'on peut faire l'hypothèse que chaque photon intercepté est un photon perdu, "absorbé", le profil émergent est un profil de Voigt, et il n'y a pas besoin de prendre en compte de transfert radiatif.

En revanche, lorsque la source de photons $\text{Ly}\alpha$ est enfouie au cœur d'un nuage d'hydrogène, le spectre observé est constitué à la fois du spectre transmis (les photons émis le long de la ligne de visée et qui s'échappent du milieu sans interagir) et du spectre diffusé (les photons émis dans n'importe quelle direction, et qui, lors de leur dernière interaction dans le milieu, sont émis le long de la ligne de visée). Tant que le spectre diffusé n'est pas nul, la modélisation par un profil de Voigt sous-estime la densité de colonne du nuage. Lorsque celui-ci devient nul, cela signifie que la fraction d'échappement $\text{Ly}\alpha$ est nulle : tout photon résonnant est détruit. La modélisation par un profil de Voigt devient juste, dans le sens où elle donne la valeur correcte de la densité de colonne radiale du nuage. Modéliser un spectre $\text{Ly}\alpha$ en absorption par un profil de Voigt revient à supposer une fraction d'échappement $\text{Ly}\alpha$ nulle, lorsqu'il ne s'agit pas d'un nuage sur la ligne de visée.

1.2.4 Intérêt du transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$

En conclusion, on ne peut pas s'affranchir d'un traitement rigoureux du transfert radiatif pour expliquer l'allure des spectres $\text{Ly}\alpha$ en émission mais aussi en absorption, dans certaines configurations.

Cependant, la raie $\text{Ly}\alpha$, malgré toutes ces complications, est particulièrement intéressante à détecter, car elle contient potentiellement plus d'information qu'une raie simplement transmise depuis son lieu d'émission, à condition de savoir, ou de pouvoir interpréter les spectres de façon claire et univoque. En effet, non seulement son intensité nous renseigne sur les sources qui l'ont émise, mais elle imprime également les conditions physiques du milieu dans lequel elle diffuse, comme nous allons le voir tout au long de ce travail.

Bibliographie

- Ando, M., Ohta, K., Iwata, I., Akiyama, M., Aoki, K., and Tamura, N. : 2006, *ApJL* **645**, L9
- Ando, M., Ohta, K., Iwata, I., Akiyama, M., Aoki, K., and Tamura, N. : 2007, *PASJ* **59**, 717
- Baron, E. and White, S. D. M. : 1987, *ApJ* **322**, 585
- Becker, G. D., Rauch, M., and Sargent, W. L. W. : 2007, *ApJ* **662**, 72
- Boone, F., Schaerer, D., Pelló, R., Combes, F., and Egami, E. : 2007, *A&A* **475**, 513
- Cantalupo, S., Porciani, C., and Lilly, S. J. : 2008, *ApJ* **672**, 48
- Charlot, S. and Fall, S. M. : 1993, *ApJ* **415**, 580
- Chluba, J., Rubiño-Martín, J. A., and Sunyaev, R. A. : 2007, *MNRAS* **374**, 1310
- Chluba, J. and Sunyaev, R. A. : 2006a, *A&A* **458**, L29
- Chluba, J. and Sunyaev, R. A. : 2006b, *A&A* **446**, 39
- Chluba, J. and Sunyaev, R. A. : 2007, *A&A* **475**, 109
- Chluba, J. and Sunyaev, R. A. : 2008, *A&A* **480**, 629
- Ciardi, B. and Ferrara, A. : 2005, *Space Science Reviews* **116**, 625
- Dawson, S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Stern, D., Wang, J., Dey, A., Spinrad, H., and Jannuzi, B. T. : 2007, *ApJ* **671**, 1227
- Dey, A., Spinrad, H., Stern, D., Graham, J. R., and Chaffee, F. H. : 1998, *ApJL* **498**, L93+
- Dijkstra, M., Haiman, Z., and Spaans, M. : 2006a, *ApJ* **649**, 14
- Dijkstra, M., Haiman, Z., and Spaans, M. : 2006b, *ApJ* **649**, 37

- Dijkstra, M., Lidz, A., and Wyithe, J. S. B. : 2007a, *MNRAS* **377**, 1175
- Dijkstra, M., Wyithe, J. S. B., and Haiman, Z. : 2007b, *MNRAS* **379**, 253
- Dopita, M. A. : 2007, *Star Formation, Interstellar Physics and the SED of Gas-Rich Galaxies*, pp 329–+, Island Universes - Structure and Evolution of Disk Galaxies
- Douglas, L. S., Bremer, M. N., Stanway, E. R., and Lehnert, M. D. : 2007, *mnras* **376**, 1393
- Dubrovich, V. K. and Grachev, S. I. : 2005, *Astronomy Letters* **31**, 359
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., White, R. L., Gunn, J. E., Knapp, G. R., Richards, G. T., Schneider, D. P., Brinkmann, J., and Fukugita, M. : 2006, *AJ* **132**, 117
- Fardal, M. A., Katz, N., Gardner, J. P., Hernquist, L., Weinberg, D. H., and Davé, R. : 2001, *ApJ* **562**, 605
- Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Pirzkal, N., and Wang, J. : 2007, *ApJ* **660**, 1023
- Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Weymann, R. J., and Morris, S. L. : 1991, *ApJ* **373**, 465
- Fynbo, J. P. U., Prochaska, J. X., Sommer-Larsen, J., Dessauges-Zavadsky, M., and Moller, P. : 2008, *ArXiv e-prints* 801
- Gawiser, E., van Dokkum, P. G., Gronwall, C., Ciardullo, R., Blanc, G. A., Castander, F. J., Feldmeier, J., Francke, H., Franx, M., Habertzettl, L., Herrera, D., Hickey, T., Infante, L., Lira, P., Maza, J., Quadri, R., Richardson, A., Schawinski, K., Schirmer, M., Taylor, E. N., Treister, E., Urry, C. M., and Virani, S. N. : 2006, *ApJL* **642**, L13
- Giavalisco, M. : 2002, *ARA&A* **40**, 579
- Grachev, S. I. and Dubrovich, V. K. : 1991, *Astrophysics* **34**, 124
- Grachev, S. I. and Dubrovich, V. K. : 2008, *ArXiv e-prints* 801
- Gunn, J. E. and Peterson, B. A. : 1965, *ApJ* **142**, 1633
- Haiman, Z. : 2004, *Nature* **430**, 979
- Haiman, Z. and Cen, R. : 2005, *ApJ* **623**, 627
- Haiman, Z. and Rees, M. J. : 2001, *ApJ* **556**, 87
- Haiman, Z. and Spaans, M. : 1999, *ApJ* **518**, 138

- Haiman, Z., Spaans, M., and Quataert, E. : 2000, *ApJL* **537**, L5
- Hu, E. M., Cowie, L. L., and McMahon, R. G. : 1998, *ApJL* **502**, L99+
- Iye, M., Ota, K., Kashikawa, N., Furusawa, H., Hashimoto, T., Hattori, T., Matsuda, Y., Morokuma, T., Ouchi, M., and Shimasaku, K. : 2006, *Nature* **443**, 186
- Kholupenko, E. E. and Ivanchik, A. V. : 2006, *Astronomy Letters* **32**, 795
- Lai, K., Huang, J.-S., Fazio, G., Gawiser, E., Ciardullo, R., Damen, M., Franx, M., Gronwall, C., Labbe, I., Magdis, G., and van Dokkum, P. : 2008, *ApJ* **674**, 70
- Le Brun, V., Bergeron, J., Boisse, P., and Deharveng, J. M. : 1997, *A&A* **321**, 733
- Le Delliou, M., Lacey, C. G., Baugh, C. M., and Morris, S. L. : 2006, *MNRAS* **365**, 712
- McQuinn, M., Hernquist, L., Zaldarriaga, M., and Dutta, S. : 2007, *MNRAS* **381**, 75
- Meier, D. L. : 1976, *ApJ* **207**, 343
- Miralda-Escude, J. and Rees, M. J. : 1998, *ApJ* **497**, 21
- Moller, P. and Warren, S. J. : 1998, *MNRAS* **299**, 661
- Murayama, T., Taniguchi, Y., Scoville, N. Z., Ajiki, M., Sanders, D. B., Mobasher, B., Aussel, H., Capak, P., Koekemoer, A., Shioya, Y., Nagao, T., Carilli, C., Ellis, R. S., Garilli, B., Giavalisco, M., Kitzbichler, M. G., Le Fèvre, O., Maccagni, D., Schinnerer, E., Smolčić, V., Tribiano, S., Cimatti, A., Komiyama, Y., Miyazaki, S., Sasaki, S. S., Koda, J., and Karoji, H. : 2007, *ApJS* **172**, 523
- Nagamine, K., Ouchi, M., Springel, V., and Hernquist, L. : 2008, *ArXiv e-prints* 802
- Nilsson, K. K., Fynbo, J. P. U., Møller, P., Sommer-Larsen, J., and Ledoux, C. : 2006, *A&A* **452**, L23
- Nilsson, K. K., Møller, P., Möller, O., Fynbo, J. P. U., Michałowski, M. J., Watson, D., Ledoux, C., Rosati, P., Pedersen, K., and Grove, L. F. : 2007, *A&A* **471**, 71
- Ouchi, M., Hamana, T., Shimasaku, K., Yamada, T., Akiyama, M., Kashikawa, N., Yoshida, M., Aoki, K., Iye, M., Saito, T., Sasaki, T., Simpson, C., and Yoshida, M. : 2005, *ApJL* **635**, L117

- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., Simpson, C., Saito, T., Ueda, Y., Furusawa, H., Sekiguchi, K., Yamada, T., Kodama, T., Kashikawa, N., Okamura, S., Iye, M., Takata, T., Yoshida, M., and Yoshida, M. : 2007a, *ArXiv e-prints* 707
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., Simpson, C., Saito, T., Ueda, Y., Furusawa, H., Sekiguchi, K., Yamada, T., Kodama, T., Kashikawa, N., Okamura, S., Iye, M., Takata, T., Yoshida, M., and Yoshida, M. : 2007b, *ArXiv e-prints* 707
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., Miyazaki, M., Doi, M., Hamabe, M., Hayashino, T., Kimura, M., Kodaira, K., Komiyama, Y., Matsuda, Y., Miyazaki, S., Nakata, F., Okamura, S., Sekiguchi, M., Shioya, Y., Tamura, H., Taniguchi, Y., Yagi, M., and Yasuda, N. : 2003, *ApJ* **582**, 60
- Page, L., Hinshaw, G., Komatsu, E., Nolte, M. R., Spergel, D. N., Bennett, C. L., Barnes, C., Bean, R., Doré, O., Dunkley, J., Halpern, M., Hill, R. S., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Peiris, H. V., Tucker, G. S., Verde, L., Weiland, J. L., Wollack, E., and Wright, E. L. : 2007, *ApJS* **170**, 335
- Partridge, R. B. and Peebles, P. J. E. : 1967, *ApJ* **147**, 868
- Peebles, P. J. E. : 1968, *ApJ* **153**, 1
- Pentericci, L., Grazian, A., Fontana, A., Salimbeni, S., Santini, P., de Santis, C., Gallozzi, S., and Giallongo, E. : 2007, *A&A* **471**, 433
- Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Hunt, M. P., and Shapley, A. E. : 2002, *ApJ* **569**, 742
- Pritchett, C. J. : 1994, *PASP* **106**, 1052
- Prochaska, J. X., Chen, H.-W., Dessauges-Zavadsky, M., and Bloom, J. S. : 2007, *ApJ* **666**, 267
- Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., Becker, G., Marleau, F., Graham, J., Cristiani, S., Jarvis, M. J., Lacey, C., Morris, S., Peroux, C., Roettgering, H., and Theuns, T. : 2007, *ArXiv e-prints* 711
- Rhoads, J. E., Malhotra, S., Dey, A., Stern, D., Spinrad, H., and Jannuzi, B. T. : 2000, *ApJL* **545**, L85
- Rubiño-Martín, J. A., Chluba, J., and Sunyaev, R. A. : 2006, *MNRAS* **371**, 1939
- Saito, T., Shimasaku, K., Okamura, S., Ouchi, M., Akiyama, M., and Yoshida, M. : 2006, *ApJ* **648**, 54

- Saito, T., Shimasaku, K., Okamura, S., Ouchi, M., Akiyama, M., Yoshida, M., and Ueda, Y. : 2008, *ApJ* **675**, 1076
- Santos, M. R. : 2004, *MNRAS* **349**, 1137
- Schaerer, D. : 2003, *A&A* **397**, 527
- Schmidt, M. : 1963, *Nature* **197**, 1040
- Seager, S., Sasselov, D. D., and Scott, D. : 1999, *ApJL* **523**, L1
- Seager, S., Sasselov, D. D., and Scott, D. : 2000, *ApJS* **128**, 407
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., and Adelberger, K. L. : 2003, *ApJ* **588**, 65
- Shimasaku, K., Hayashino, T., Matsuda, Y., Ouchi, M., Ohta, K., Okamura, S., Tamura, H., Yamada, T., and Yamauchi, R. : 2004, *ApJL* **605**, L93
- Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., Ly, C., Malkan, M. A., Matsuda, Y., Ouchi, M., Hayashino, T., Iye, M., Motohara, K., Murayama, T., Nagao, T., Ohta, K., Okamura, S., Sasaki, T., Shioya, Y., and Taniguchi, Y. : 2006, *PASJ* **58**, 313
- Shimasaku, K., Ouchi, M., Okamura, S., Kashikawa, N., Doi, M., Furusawa, H., Hamabe, M., Hayashino, T., Kawabata, K., Kimura, M., Kodaira, K., Komiyama, Y., Matsuda, Y., Miyazaki, M., Miyazaki, S., Nakata, F., Ohta, K., Ohya, Y., Sekiguchi, M., Shioya, Y., Tamura, H., Taniguchi, Y., Yagi, M., Yamada, T., and Yasuda, N. : 2003, *ApJL* **586**, L111
- Stanway, E. R., Bunker, A. J., Glazebrook, K., Abraham, R. G., Rhoads, J., Malhotra, S., Crampton, D., Colless, M., and Chiu, K. : 2007, *MNRAS* **376**, 727
- Stark, D. P., Ellis, R. S., Richard, J., Kneib, J.-P., Smith, G. P., and Santos, M. R. : 2007, *ApJ* **663**, 10
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., Pettini, M., Dickinson, M., and Giavalisco, M. : 2000, *ApJ* **532**, 170
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., and Adelberger, K. L. : 1996, *ApJL* **462**, L17+
- Storrie-Lombardi, L. J. and Wolfe, A. M. : 2000, *ApJ* **543**, 552
- Swinbank, A. M., Bower, R. G., Smith, G. P., Wilman, R. J., Smail, I., Ellis, R. S., Morris, S. L., and Kneib, J.-P. : 2007, *MNRAS* **376**, 479
- Thommes, E. and Meisenheimer, K. : 2005, *A&A* **430**, 877

- Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., Kurk, J. D., De Breuck, C., Overzier, R. A., van Breugel, W. J. M., Carilli, C. L., Ford, H., Heckman, T., Pentericci, L., and McCarthy, P. : 2005, *A&A* **431**, 793
- Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., van Breugel, W. J. M., de Breuck, C., Kurk, J. D., Pentericci, L., Stanford, S. A., Overzier, R. A., Croft, S., and Ford, H. : 2007, *A&A* **461**, 823
- Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Overzier, R. A., Miley, G. K., De Breuck, C., Kurk, J. D., van Breugel, W., Carilli, C. L., Ford, H., Heckman, T., McCarthy, P., and Pentericci, L. : 2004, *A&A* **424**, L17
- Verma, A., Lehnert, M. D., Förster Schreiber, N. M., Bremer, M. N., and Douglas, L. : 2007, *MNRAS* **377**, 1024
- Weidinger, M., Møller, P., and Fynbo, J. P. U. : 2004, *Nature* **430**, 999
- Weinberg, D. H., Miralda-Escude, J., Hernquist, L., and Katz, N. : 1997, *ApJ* **490**, 564
- Westra, E., Jones, D. H., Lidman, C. E., Meisenheimer, K., Athreya, R. M., Wolf, C., Szeifert, T., Pompei, E., and Vanzi, L. : 2006, *A&A* **455**, 61
- Willott, C. J., Delorme, P., Omont, A., Bergeron, J., Delfosse, X., Forveille, T., Albert, L., Reylé, C., Hill, G. J., Gully-Santiago, M., Vinten, P., Crampton, D., Hutchings, J. B., Schade, D., Simard, L., Sawicki, M., Beelen, A., and Cox, P. : 2007, *AJ* **134**, 2435
- Wilman, R. J., Gerssen, J., Bower, R. G., Morris, S. L., Bacon, R., de Zeeuw, P. T., and Davies, R. L. : 2005, *Nature* **436**, 227
- Wolfe, A. M., Gawiser, E., and Prochaska, J. X. : 2005, *ARA&A* **43**, 861
- Wolfe, A. M., Howk, J. C., Gawiser, E., Prochaska, J. X., and Lopez, S. : 2004, *ApJ* **615**, 625
- Wong, W. Y., Moss, A., and Scott, D. : 2008, *MNRAS* pp 366–+
- Wong, W. Y. and Scott, D. : 2007, *MNRAS* **375**, 1441
- Wong, W. Y., Seager, S., and Scott, D. : 2006, *MNRAS* **367**, 1666
- Zeldovich, Y. B., Kurt, V. G., and Syunyaev, R. A. : 1968, *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* **55**, 278

Deuxième partie

Développement du code
MCLya

Chapitre 2

La physique Ly α

Les photons Ly α sont émis par l'atome le plus simple et le plus répandu dans l'Univers : l'atome d'Hydrogène. Leur longueur d'onde ($\lambda_0 = 1215.67$ Å) correspond à la différence d'énergie entre le premier niveau excité et le niveau fondamental (transition $(n, l) = 2P$ vers $(n, l) = 1S$, voir Fig. 1.2). La série de photons UV Lyman (Ly α , Ly β , Ly γ , etc) a été mise en évidence par Theodore Lyman, un physicien de Harvard qui étudiait le spectre Ultra-Violet de l'Hydrogène en électrisant des molécules d'hydrogène, en 1906. Dans ce chapitre, la physique du transfert radiatif Ly α est décrite en détails depuis le processus d'émission en passant par les différentes interactions avec la matière et leurs effets sur la propagation des photons Ly α .

2.1 L'émission Ly α

Un photon Ly α est émis chaque fois qu'un atome d'Hydrogène passe du premier état excité vers son état fondamental. Ainsi, d'un point de vue astrophysique, le rayonnement Ly α trace les régions denses où un grand nombre d'atomes d'Hydrogène sont excités (par exemple ionisés) et retombent sur leur état fondamental en émettant des photons en cascade, la dernière étape conduisant à l'émission d'un photon Ly α (voir Fig. 1.2).

2.1.1 Les différentes régions d'émission Ly α

Les sources de photons Ly α dans l'Univers sont les régions où la matière est dense et ionisée. Ces régions de recombinaison de l'hydrogène sont entretenues par différents phénomènes physiques, déjà évoqués au chapitre précédent :

Les starbursts Les étoiles jeunes ont un fort pouvoir ionisant et sont généralement enfouies dans un nuage de gaz dense, elles créent autour d'elles une zone de gaz ionisé, appelée région H II, qui émet fortement dans la raie Ly α , ainsi que dans toutes les raies de recombinaison de

l'hydrogène. La grande majorité des émetteurs $\text{Ly}\alpha$ (LAE, pour Lyman Alpha Emitters) détectés actuellement par leur raie d'émission $\text{Ly}\alpha$ sont des galaxies starbursts.

Les Quasars Le pouvoir ionisant des trous noirs massifs au cœur des galaxies est encore plus important. Ils induisent l'ionisation du gaz neutre galactique et extragalactique environnant, et sont à l'origine de régions H II géantes autour de leurs galaxies-hôtes. Cependant, parmi les LAEs découverts jusqu'à présent, le pourcentage d'objets dont la source $\text{Ly}\alpha$ est un quasar (AGN, pour Active Galactic Nucleus) semble être de l'ordre du pourcent. Les LAEs dont le flux $\text{Ly}\alpha$ est le plus élevé sont tous des AGNs (Ouchi et al., 2007).

Le refroidissement gravitationnel Durant la phase de formation d'une galaxie, lorsqu'un nuage de gaz s'effondre sur lui-même au cœur d'un halo de matière noire, le gaz baryonique s'échauffe et se refroidit en émettant du rayonnement. Fardal et al. (2001) et Haiman et al. (2000) montrent que l'émission $\text{Ly}\alpha$ induite par refroidissement gravitationnel est plus étendue que l'émission intrinsèque des régions H II autour de starbursts et peut atteindre la même intensité. Cependant, une seule observation éventuelle de ce phénomène a été rapportée à ce jour (un $\text{Ly}\alpha$ -blob, Nilsson et al., 2006).

Le rayonnement UV métagalactique Les galaxies et proto-galaxies (nuages de gaz froid et neutre, DLAs pour Damped $\text{Ly}\alpha$ Systems) baignent dans un milieu ténu, très chaud et ionisé, le gaz intergalactique, et sont irradiées par un rayonnement de fond diffus UV émis par ce milieu. Les photons ionisants qui arrivent sur les couches externes de gaz des galaxies ou proto-galaxies vont exciter les atomes d'hydrogène à la surface de ces objets, et induire l'émission de photons $\text{Ly}\alpha$. On appelle ce phénomène la “fluorescence $\text{Ly}\alpha$ ” des nuages intergalactiques. Il a été modélisé et quantifié par Cantalupo et al. (2005) mais, même si l'existence de cette émission $\text{Ly}\alpha$ par les couches externes des nuages intergalactiques est certaine, le flux de photons émis est très faible et il n'a encore jamais été détecté à notre connaissance —à moins que les 27 détections de raies $\text{Ly}\alpha$ très faibles à $z \sim 3$ reportées par Rauch et al. (2007) ne soient pas dues à des petites galaxies starbursts, contreparties en émission des galaxies DLA, comme ils le suggèrent, mais à cette émission de fluorescence des couches externes.

Le principal mécanisme de production des photons $\text{Ly}\alpha$ mentionné ci-dessus —par recombinaison de l'hydrogène dans les régions H II autour de starbursts— est décrit en détails dans le paragraphe suivant, tandis que les trois autres ne seront pas discutés plus avant.

2.1.2 Spectres Ly α intrinsèques de starbursts

Puisque la source principale d'émission des photons Ly α dans l'Univers semble être les galaxies en train de former une quantité importante d'étoiles, dites galaxies starbursts, nous nous sommes intéressés à l'étude et la modélisation du spectre Ly α *intrinsèque* produit par un starburst.

Dans Schaerer and Verhamme (2008, Sect. 3.2.2), nous avons discuté l'allure du spectre stellaire d'une galaxie starburst sur le domaine spectral Ly α en nous basant sur les modèles de Schaerer (2003), complétés par ceux de González Delgado et al. (2005) à haute résolution spectrale (cf Fig. 2.1). La composante stellaire de la galaxie a les caractéristiques spectrales suivantes : pour des bursts d'âge jeune (< 10 Ma), Ly α est faiblement absorbée dans les atmosphères d'étoiles B et A, puis, lorsque les étoiles avec un degré d'ionisation plus faible dans leur atmosphère dominant, l'absorption Ly α devient beaucoup plus profonde et plus large. Pour les galaxies à taux de formation d'étoiles constant, le spectre atteint rapidement (~ 10 Ma) un équilibre avec un profil très proche de celui d'un burst à 10 Ma (pour plus de détails, voir Schaerer and Verhamme (2008, Sect. 3.2.2)).

Il est possible de déduire de ces spectres synthétiques stellaires de galaxies starbursts les caractéristiques intrinsèques de la raie de recombinaison Ly α qu'elles émettent, en prenant en compte le flux de photons ionisants $Q(H)$ émis par les étoiles jeunes et massives, et en supposant le cas B de recombinaison dans la région H II (Schaerer, 2003) :

$$L_{\text{Ly}\alpha}(\nu) = \frac{2}{3}Q(H)(1 - f_{\text{esc}})h\nu_0 \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} e^{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2} \quad (2.1)$$

où $L_{\text{Ly}\alpha}(\nu)$ est la luminosité des photons de fréquence ν dans la raie Ly α , h la constante de Planck, ν_0 la fréquence au centre de la raie Ly α , $\Delta\nu_D = (v_{th}/c)nu_0$ avec $v_{th} = \sqrt{2kT/m_p}$ la vitesse thermique de la région H II, k la constante de Boltzman, T la température de la région H II et m_p la masse d'un proton. Le terme f_{esc} représente la fraction des photons ionisants qui s'échappent de la région H II sans participer à l'équilibre de photoionisation de l'hydrogène. C'est un paramètre ajustable du modèle. La luminosité maximale Ly α que peut créer un starburst est obtenue pour $f_{\text{esc}} = 0$, lorsque tous les photons ionisants émis par les étoiles contribuent à l'ionisation puis à l'entretien de l'ionisation de l'Hydrogène. Le facteur $2/3$ en tête de formule est le "facteur de conversion" des photons ionisants en photons Ly α , dans le cas B de recombinaison (Osterbrock and Ferland, 2006). Cette approximation correspond au cas où chaque photon émis lors de la recombinaison d'un atome d'Hydrogène est ré-absorbé dans la nébuleuse, et converti en photons de séries inférieures jusqu'à amener l'électron sur l'un des trois sous-niveaux du deuxième niveau excité ($2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$). Ces trois sous-niveaux sont peuplés autant, mais seuls les niveaux $2p$ peuvent conduire à l'émission d'un photon Ly α après désexcitation radiative, tandis

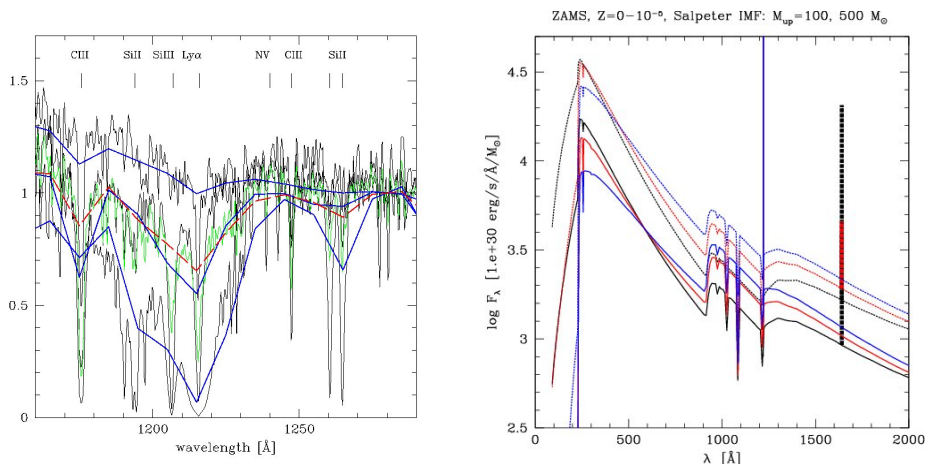


FIG. 2.1 – **Spectres synthétiques de starbursts.** A gauche, les spectres stellaires de galaxies starburst prédits par les modèles de Schaerer (2003) (courbes bleues et rouge) et de González Delgado et al. (2005) (courbes noires et verte). Ils sont calculés pour des bursts instantannés de 0.1, 10 et 50 millions d’années (de haut en bas) à métallicité solaire et pour une fonction de masses initiales (IMF, pour Initial Mass Function) de Salpeter avec une limite supérieure de 100 $M_{\odot}$. Les courbes vertes et rouges montrent le spectre atteint à l’équilibre, pour une histoire de formation stellaire constante. A droite, des SEDs stellaires + nébulaires de galaxies starbursts à faibles métallicités (Schaerer, 2003). On voit les raies Ly α de recombinaison de l’hydrogène et de l’hélium superposées au continu.

que les atomes dans l’état 2s retombent sur l’état fondamental en émettant deux photons dans le continuum $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$. Ainsi $\sim 2/3$ des photons ionisants conduisent à l’émission d’un photon Ly α .

De tels modèles de distributions spectrales d’énergie (SEDs, pour Spectral Energy Distributions) de galaxies starburst (spectres stellaires + raies nébulaires) ont été calculés par Schaerer (2003) (cf Fig. 2.1, image de droite).

Les caractéristiques Ly α des ces galaxies comme la largeur équivalente (EW, pour Equivalent Width), la luminosité et le rapport des taux de formation stellaire (SFR, pour Star Formation Rate) UV/Ly α sont dérivées de ces modèles pour différentes métallicités et différentes histoires de formation stellaire. La Fig. 2.2, publiée dans Verhamme et al. (2008), présente l’évolution temporelle de ces caractéristiques. La largeur équivalente, notamment, varie de 200-300 Å pour un starburst jeune à ~ 0 Å vers ~ 10 Ma pour un burst, tandis qu’un équilibre est atteint autour de la valeur EW=80 Å entre 10 et 100 Ma pour un starburst avec SFR=cst (pour plus de détails, voir Verhamme et al. (2008, Sect.4.2 et 4.8))

Pour comparer ces prédictions théoriques avec les observations, il reste à prendre en compte les effets de transfert radiatif que vont subir ces photons

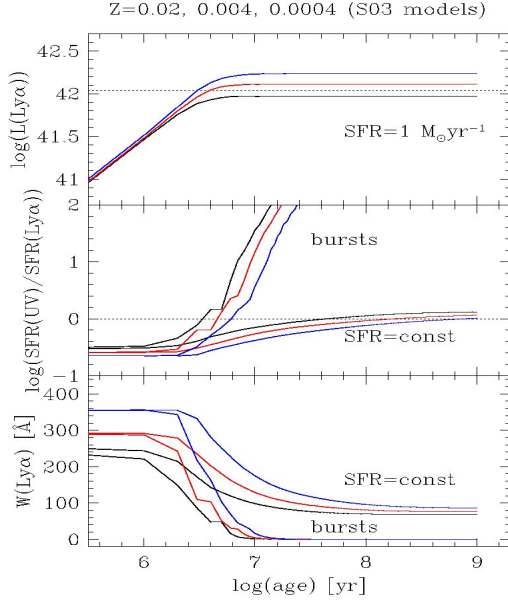


FIG. 2.2 – **Caractéristiques Ly α de starbursts.** Etant donnée la métallicité et l’histoire de formation stellaire d’une galaxie, il est possible de prédire les quantités Ly α intrinsèques suivantes : le flux, la largeur équivalente et le rapport des taux de formation d’étoiles (SFR) UV/Ly α , ainsi que leur évolution temporelle.

lors de la traversée du milieu interstellaire jusqu’à l’extérieur de la galaxie, et éventuellement l’influence du milieu intergalactique proche de la galaxie.

Les photons Ly α interagissent avec l’Hydrogène, espèce chimique la plus abondante dans l’Univers, mais également avec la poussière interstellaire. De façon plus marginale, ils peuvent être détruits par collision si un atome d’hydrogène qui vient d’absorber un photon Ly α subit une collision avec un autre atome, un ion ou un électron et passe du sous-niveau 2p au sous-niveau 2s. Enfin, ils peuvent aussi être absorbés par pompage dans des bandes moléculaires du di-Hydrogène H₂. La physique de ces différentes interactions est présentée dans les paragraphes suivants.

2.2 Interaction de Ly α avec l’Hydrogène

L’interaction entre Ly α et l’Hydrogène neutre est décrite dans Verhamme et al. (2006, Sect.2.3.1).

2.2.1 Profil d’absorption

Largeur naturelle de la raie : profil Lorentzien

La probabilité d’interaction entre un photon Ly α et un atome d’Hydrogène neutre dans son état fondamental (1 *S*) est donnée par la section efficace d’interaction $\sigma(\nu)$ dans le référentiel de l’atome (Mihalas, 1978, Chap.4 et 9) :

$$\sigma(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/4\pi)^2} [\text{cm}^2] \quad (2.2)$$

où m_e est la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière, $f_{12} = 0.4126$ la force d'oscillateur de la transition $\text{Ly}\alpha$ de l'Hydrogène, $\Gamma = A_{21} = 6,265 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ est le premier coefficient d'Einstein ou la probabilité d'émission spontanée par unité de temps, et ν_0 la fréquence au centre de la raie. Pour ν_0 , $\sigma(\nu_0) \sim 7 \times 10^{-11} [\text{cm}^2]$, ce qui est 4 ordres de grandeur au dessus par rapport aux autres raies de recombinaison ($\Gamma \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$), et par rapport à la "surface géométrique" d'un atome d'H ($\pi R_{Bohr}^2 \sim 8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$).

Elargissement Doppler : profil de Voigt

Un nuage d'hydrogène neutre ¹ consitue un ensemble d'absorbants pour un photon $\text{Ly}\alpha$. Chaque atome a une vitesse différente le long de la direction de propagation, due à l'agitation thermique, et le profil d'absorption intrinsèque correspondant décrit ci-dessus est centré sur une fréquence différente de $\text{Ly}\alpha$. Pour obtenir la section efficace d'absorption totale, il faut superposer tous ces profils décalés. La distribution des vitesses du gaz correspondant à l'agitation thermique est Maxwellienne ; la probabilité de trouver un atome avec une vitesse u dans l'intervalle $(u, u+du)$ le long de la direction de propagation du photon $\text{Ly}\alpha$ est :

$$P(u)du = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_{th}} \exp(-u^2/v_{th}^2)du \quad (2.3)$$

où $v_{th} = \sqrt{2kT/m} = 12.85(T/10^4) \text{ km s}^{-1}$. Un atome de vitesse u absorbe un photon de fréquence ν à la fréquence $\nu(1 - u/c)$ dans son référentiel propre, donc la section efficace totale d'absorption est :

$$\sigma(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu - (u/c)\nu)P(u)du \quad (2.4)$$

En substituant les équations 2.2 et 2.3 dans 2.4, et en définissant :

$$\Delta\nu_D \equiv (v_{th}/c)\nu_0 \quad (2.5)$$

$$x \equiv (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D \quad (2.6)$$

$$a \equiv \frac{\Gamma/4\pi}{\Delta\nu_D}, \quad (2.7)$$

on obtient pour la section efficace totale d'absorption :

$$\sigma(x) = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc} \frac{f_{12}}{\Delta\nu_D} H(a, x) \quad (2.8)$$

¹Etant donné la valeur des probabilités d'émission spontanée des raies de recombinaison de l'hydrogène (entre 10^4 et 10^8 s^{-1}), l'hypothèse selon laquelle tous les photons d'un nuage d'hydrogène neutre sont dans leur état fondamental ($1S$) est une excellente approximation (Osterbrock and Ferland, 2006, Chap.2.2).

avec $H(a, x)$ la fonction de Voigt :

$$H(a, x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x - y)^2 + a^2} \quad (2.9)$$

La section efficace totale d'absorption est exprimée en fonction de x , la fréquence du photon incident en "unités de fréquence Doppler" : $x = 0$ correspond à la fréquence $\text{Ly}\alpha$ et $x = 1$ correspond à un décalage en fréquence $\Delta\nu_D = (v_{th}/c)\nu_0$ par rapport au centre de la raie, c'est-à-dire à un décalage en vitesse égal à la vitesse thermique ($x = 1 \Leftrightarrow v_{obs} = v_{th}$). Le coefficient a est appelé paramètre de Voigt, il mesure le rapport entre la largeur naturelle et l'élargissement thermique de la raie.

Pour être tout-à-fait rigoureux, il faut prendre en compte l'élargissement du profil d'absorption dû à la dégénérescence des niveaux 2p (Ahn et al., 2001, 2002; Tasitsiomi, 2006) : le profil d'absorption est en fait la somme de deux profils Voigt, centrés chacun sur la fréquence correspondant à l'un des sous-niveaux 2p, pondérée par les multiplicités des niveaux. La multiplicité du niveau 2p_{3/2} ($2J+1 = 4$) est le double de celle du niveau 2p_{1/2} ($2J+1 = 2$). On a donc :

$$\sigma(x) = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc} \frac{f_{12}}{\Delta\nu_D} \left(\frac{1}{3}H(a, x_1) + \frac{2}{3}H(a, x_2) \right) \quad (2.10)$$

avec :

$$x_1 \equiv \frac{\nu - \nu_1}{\Delta\nu_D}, \quad x_2 \equiv \frac{\nu - \nu_2}{\Delta\nu_D}, \quad \text{et } \nu_1 - \nu_2 = 10\text{GHz} \quad (2.11)$$

La différence d'énergie entre les deux niveaux est de 10GHz (tandis que $\nu_0 = 2.47 \times 10^{15}$ Hz), c'est-à-dire deux ordres de grandeur au-dessus de l'élargissement naturel de la raie ($\Gamma = 6.265 \times 10^8$ Hz) mais un ordre de grandeur en dessous de l'élargissement Doppler ($v_{th} = 12.85(T/10^4)$ km s⁻¹) aux températures usuelles du milieu interstellaire. Lorsque l'on considère un milieu froid ($T < 100$ K), cet effet ne peut plus être négligé.

Le profil d'absorption de la raie $\text{Ly}\alpha$ par un nuage d'hydrogène peut être également élargi par des effets de collisions des atomes d'hydrogènes excités avec les autres particules du nuage (atomes, électrons, ions...), comme décrit par Mihalas (1978), dans l'introduction du Chap.9. Cependant, la densité des plasma astrophysiques (milieu interstellaire : 1 atome par cm³, milieu intergalactique : 10⁻⁵ atome par cm³) que nous considérons est suffisamment faible pour que cet effet soit négligeable devant l'élargissement Doppler.

Profondeur optique et probabilité d'absorption

La profondeur optique qu'un photon $\text{Ly}\alpha$ subit lorsqu'il se propage à travers un nuage d'hydrogène neutre est :

$$\tau_x(s) = \int_0^s \sigma(x) n_H(l) dl = \sigma(x) \int_0^s n_H(l) dl \quad (2.12)$$

où $n_H(l)$ est la densité d'hydrogène neutre au point d'abscisse curviligne l . La profondeur optique au centre de la raie Ly α est :

$$\tau_0(s) = \sigma(x=0) \int_0^s n_H(l) dl = 3.31 \times 10^{-14} T_4^{-1/2} N_H, \quad (2.13)$$

où N_H est la densité de colonne du nuage le long de la direction de propagation du photon. La probabilité d'être absorbé par un des atomes du nuage pour un photon de fréquence x est donnée par :

$$P_x(s) = 1 - \exp(-\tau_x(s)). \quad (2.14)$$

Ainsi, le libre parcours moyen d'un photon de la raie Ly α dans un milieu homogène est $l(x) \equiv 1/(n_H \sigma(x)) \sim 1.5 \times 10^{13}$ cm pour un photon Ly α dans un milieu de densité $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$, c'est à dire 1/1000 de l'unité astronomique.

2.2.2 Processus de ré-émission

Lorsqu'un photon de fréquence x dans la raie Ly α est absorbé par un atome d'hydrogène, celui-ci passe du niveau 1s au niveau 2p. On a vu précédemment que la probabilité d'émission spontanée d'un photon Ly α pour un atome dans l'état 2p est $A_{21} = 6.62 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, la durée de vie de l'atome dans cet état excité est donc extrêmement courte ($t = 1/A_{21} \sim 10^{-8} \text{ s}$). On peut donc faire l'approximation que l'atome ré-émet *immédiatement* un photon pour revenir sur son état fondamental. Ainsi, la durée de vie du photon sur le niveau haut est très courte, ce qui détermine précisément la fréquence de la transition, et rend très peu probable une collision durant ce court instant.

Il reste à déterminer quelle va-t-être la distribution des fréquences y et des directions $\vec{k}_{out}$ de ré-émission de ces photons, pour un photon absorbé à une fréquence x dans une direction $\vec{k}_{in}$. Ces changements sont décrits par une fonction de redistribution :

$$R(y, \vec{k}_{out}, x, \vec{k}_{in}) dx dy (d\omega_i/4\pi) (d\omega_o/4\pi) \quad (2.15)$$

qui donne la probabilité couplée qu'un photon soit diffusé de la direction $\vec{k}_{in}$ dans l'angle solide $d\omega_i$ et l'intervalle de fréquence $(x, x+dx)$ vers la direction $\vec{k}_{out}$ dans l'angle solide $d\omega_o$ et l'intervalle de fréquence $(y, y+dy)$.

Redistribution angulaire et polarisation

La redistribution angulaire de la direction de ré-émission après diffusion d'un photon Ly α sur un atome d'Hydrogène, également appelée fonction de phase, dépend fortement des niveaux atomiques impliqués dans la transition, ainsi que de la fréquence d'absorption. Elle entraîne la polarisation des photons Ly α .

La transition $1s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ engendre une redistribution angulaire isotrope et pas de polarisation, tandis que la transition $1s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ engendre une redistribution dipolaire avec un maximum de polarisation de $3/7$ dans une direction de ré-émission perpendiculaire à la direction incidente (Hamilton, 1947; Chandrasekhar, 1960; Ahn et al., 2002; Dijkstra and Loeb, 2008). De plus, le couplage entre ces sous-niveaux est différent suivant que la fréquence d'absorption est dans le cœur ou dans les ailes de la raie. Pour un photon absorbé à une fréquence proche du cœur de la raie ($|x| < 3$), la diffusion est une superposition de diffusions Rayleigh et isotropique, de poids respectifs $1/3$ et $2/3$ (Dijkstra and Loeb, 2008; Chandrasekhar, 1960), la fonction de phase est alors :

$$p(\theta) = \frac{11}{12} + \frac{3}{12}\cos^2\theta. \quad (2.16)$$

Pour un photon absorbé dans les ailes de la raie, Stenflo (1980) a montré que les interférences quantiques entre ces sous-niveaux induisent une diffusion Rayleigh, dont la fonction de phase est décrite par :

$$p(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta). \quad (2.17)$$

Le degré de polarisation causé par la diffusion dépend de l'angle θ entre la direction incidente et la direction de ré-émission, il est défini par :

$$\Pi(\theta) \equiv \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (2.18)$$

où $I_{\parallel}$ et $I_{\perp}$ sont les intensités parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion défini par les vecteurs $\vec{k}_{in}$ et $\vec{k}_{out}$. Son expression est différente dans le cœur et dans l'aile de la raie :

$$\Pi(\theta)_{\text{cœur}} = \frac{\sin^2\theta}{\frac{11}{3} + \cos^2\theta}, \Pi(\theta)_{\text{ailes}} = \frac{\sin^2\theta}{1 + \cos^2\theta}. \quad (2.19)$$

Ainsi, les diffusions dans les ailes de la raie produisent trois fois plus de polarisation que les diffusions dans le cœur de la raie (Stenflo, 1980; Dijkstra and Loeb, 2008).

Redistribution en fréquence

Si l'atome qui vient d'absorber un photon $\text{Ly}\alpha$ n'est pas perturbé (collisions, absorption d'un autre photon...), il ré-émet un photon à la même fréquence que celui qu'il a absorbé, dans son référentiel propre : la redistribution en fréquence est *cohérente* dans le référentiel de l'atome. Cette affirmation suppose que l'*effet de recul* de l'atome quand il absorbe le photon est négligeable. En réalité, le photon transfère une petite quantité d'énergie à

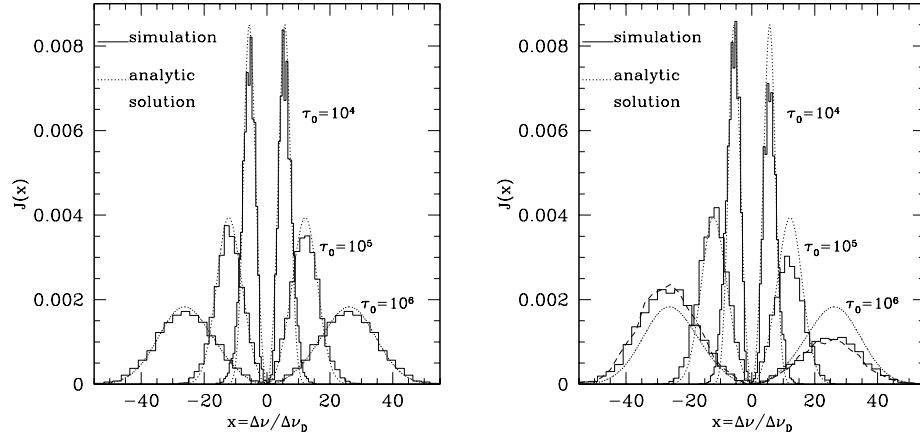


FIG. 2.3 – **Effet de recul.** Lorsque l’effet de recul est pris en compte à chaque diffusion d’un photon Ly α , l’effet cumulé sur le spectre émergent d’un slab statique est nettement visible : le pic bleu est systématiquement plus bas que le pic rouge, car à chaque diffusion, les photons perdent une petite quantité d’énergie. Cependant, dans un milieu non statique, la symétrie du spectre émergent est complètement supprimée, et cet effet n’est plus visible.

l’atome lors d’une diffusion, de façon analogue à la diffusion Compton d’un photon sur un électron, et la fréquence après diffusion est (Adams, 1971; Tasitsiomi, 2006) :

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_H c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.20)$$

où θ est l’angle entre $\vec{k}_{in}$ et $\vec{k}_{out}$. La différence est maximale pour une direction de ré-émission perpendiculaire à la direction incidente, mais elle est de toutes façons minime : pour un photon Ly α , $\nu_0 - \nu'_{min} \sim (2h\nu_0)/(m_H c^2) \times \nu_0 \sim 1.6 \times 10^8$ Hz, c’est-à-dire deux ordres de grandeurs plus faible que la séparation entre les sous-niveaux 2p $_{1/2}$ et 2p $_{3/2}$, donc négligeable comparé à la redistribution en fréquence due à l’agitation thermique des atomes (voir ci-dessous). Cependant, le photon perd cette petite quantité d’énergie à chacune des diffusions qu’il subies, et l’effet cumulé est perceptible sur le spectre émergent d’un milieu statique et dense, dans lequel le nombre moyen de diffusions est élevé (cf Fig. 2.3).

En fonction de la direction de ré-émission, ou plus exactement du couplage entre la direction de ré-émission et le mouvement thermique de l’atome, la fréquence de ré-émission du photon dans le référentiel extérieur est redistribuée. Une expression analytique a été dérivée pour les fonctions de redistribution en fréquence (Hummer, 1962), en prenant en compte l’élargissement naturel et l’élargissement Doppler de la raie, pour des redistributions

angulaires isotropes ($R_{\text{II-A}}$) ou dipolaires ($R_{\text{II-B}}$) :

$$R_{\text{II-A}}(x, y) = \pi^{-3/2} \int_{\frac{1}{2}|x_{\text{max}}-x_{\text{min}}|}^{\infty} e^{-u^2} \left[\tan^{-1} \frac{x_{\text{min}} + u}{a} - \tan^{-1} \frac{x_{\text{max}} - u}{a} \right] du \quad (2.21)$$

$$R_{\text{II-B}}(x, y) = \frac{3\pi^{-3/2}}{8} a \int_{\frac{1}{2}|x_{\text{max}}-x_{\text{min}}|}^{\infty} e^{-u^2} \int_{x_{\text{max}}-u}^{x_{\text{min}}+u} \left[3 - \left(\frac{x-t}{u} \right)^2 - \left(\frac{y-t}{u} \right)^2 \right. \quad (2.22)$$

$$\left. + 3 \left(\frac{x-t}{u} \right)^2 \left(\frac{y-t}{u} \right)^2 \right] \frac{dt du}{t^2 + a^2} \quad (2.23)$$

Ces fonctions de redistribution sont présentées sur la Fig 2.4. Les courbes sont repérées par la fréquence du photon incident x , et donnent la probabilité d'être ré-émis à la fréquence y , sachant que la fréquence d'absorption est x dans le référentiel extérieur.

A gauche, pour une redistribution angulaire isotrope, on voit deux comportements distincts, suivant la valeur de la fréquence d'absorption x . Au cœur de la raie ($|x| \lesssim 3$), un photon absorbé à la fréquence x sera ré-émis avec une probabilité constante pour toutes les fréquences y telles que $-|x| \leq y \leq |x|$, et avec une probabilité décroissant exponentiellement à l'extérieur de cet intervalle. En effet, étant donné le profil d'absorption d'écrit ci-dessus, un atome d'hydrogène absorbe préférentiellement un photon qui correspond à la fréquence $\text{Ly}\alpha$ dans son référentiel. Ainsi, les atomes qui absorbent un photon à la fréquence x dans le référentiel extérieur ont une vitesse thermique $\vec{v}$ telle que $(\vec{v} \cdot \vec{k}_{in})/v_{th} = x$. Comme la direction de ré-émission est aléatoire, le photon peut être redistribué avec la même probabilité dans l'intervalle $[-x, x]$. Pour $|x| > 3$, Il y a de moins en moins d'atomes avec des vitesses thermiques suffisamment grandes pour absorber au cœur de la raie, et la plupart des émissions sont produites par des atomes à faible vitesse, mais absorbant dans les ailes du profil d'absorption. Comme la diffusion est cohérente dans le référentiel atomique, et que ces atomes sont presque immobiles dans le référentiel extérieur, la diffusion est quasiment cohérente dans le référentiel extérieur également. En résumé, dans le cœur de la raie il y a redistribution Doppler et non-cohérence des fréquences avant et après diffusion, tandis que dans les ailes la diffusion est cohérente.

A droite, pour une redistribution angulaire dipolaire, on retrouve la même dichotomie entre *redistribution Doppler* de la fréquence de ré-émission y sur l'intervalle $[-x, x]$ dans le cœur de la raie et *cohérence* ($y \sim x$) dans les ailes. Simplement, comme les directions de ré-émission n'ont plus toutes la même probabilité, le plateau est déformé en un "bicorne" reflétant le fait que les directions autour de $\pm \vec{k}_{in}$ sont favorisées par rapport aux autres directions de ré-émission.

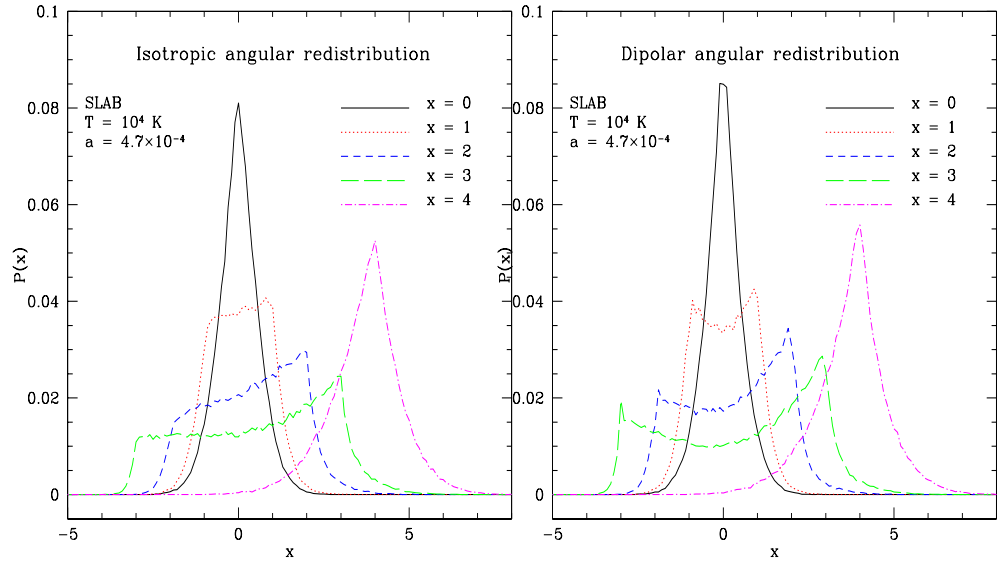


FIG. 2.4 – **Fonctions de Redistribution en fréquence** après diffusion sur un atome d'Hydrogène, prenant en compte l'élargissement naturel et l'élargissement Doppler de la raie, négligeant l'effet de recul, moyennées sur toutes les directions de ré-émission. Les courbes sont repérées par la fréquence du photon incident x , et donnent la probabilité d'être ré-émis à la fréquence y , sachant que la fréquence d'absorption est x dans le référentiel extérieur. A gauche, la redistribution angulaire sous-jacente est isotrope, correspondant à la transition $1s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$. A droite, elle est dipolaire, correspondant à la transition $1s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$.

2.2.3 Diffusion résonnante

On a étudié dans les paragraphes précédents la probabilité d'absorption d'un photon $\text{Ly}\alpha$ par un nuage d'hydrogène neutre (la section efficace d'interaction et la profondeur optique), puis de quelle façon la fréquence et la direction de ce photon sont affectées par une diffusion sur un atome d'hydrogène (redistribution angulaire différente suivant les transitions considérées et la fréquence d'absorption, et redistribution en fréquence cohérente dans les ailes mais pas dans le cœur de la raie). Il reste à décrire l'effet cumulé des multiples diffusions qu'un photon va subir à la traversée d'un nuage de gaz neutre.

Une marche aléatoire ?

Dans un milieu statique, la diffusion résonnante des photons $\text{Ly}\alpha$ peut être décrite par différentes approximations en fonction de la profondeur optique du milieu, τ_0 .

Pour un milieu de profondeur optique moyenne ($\tau_0 \sim 10^3$), tant que la fréquence du photon est dans le cœur de la raie, son libre parcours moyen est très court, et il diffuse presque sur place. Il interagit avec des atomes dont la vitesse le long de sa direction de propagation correspond à sa fréquence x . A de rares occasions, il est absorbé par un atome dont la vitesse thermique est grande, dans la queue de distribution Maxwellienne, dans la direction perpendiculaire à sa direction de propagation. Il peut alors être ré-émis avec une fréquence loin du centre de la raie, pour laquelle le nuage est optiquement fin : pour une profondeur optique au centre de la raie $\tau_0 = 10^3$, une fréquence $x \sim 2.6$ correspond à $\tau(x) \sim \tau_0 e^{-x^2} \sim 1$, et le photon peut s'échapper. L'échappement est donc dominé par de rares diffusions sur des atomes à grande vitesse thermique.

Lorsque le milieu est suffisamment optiquement épais ($\tau_0 a > 10^3$), même lors d'une diffusion sur un atome à grande vitesse thermique, la profondeur optique que le photon voit dans l'aile de la raie est encore trop élevée pour lui permettre de s'échapper. Dans ce cas, il va subir de multiples diffusions dans les ailes, suivies éventuellement de retours dans le cœur de la raie, et diffuser à la fois dans l'espace et en fréquences avant de s'échapper. Ce comportement a souvent été décrit comme une "marche aléatoire" (Osterbrock, 1962; Avery and House, 1968). En fait, le nombre moyen de diffusions n'est pas proportionnel à τ_0^2 , où τ_0 est la profondeur optique du milieu au cœur de la raie, comme prédit par la théorie de la marche aléatoire dans l'espace (Osterbrock, 1962), mais à τ_0 , comme montré pour la première fois par Adams (1972). Ceci signifie que le modèle de la marche aléatoire (les photons diffusent spatialement jusqu'à atteindre le bord du nuage) n'est pas une très bonne approximation. En fait, les photons s'échappent plutôt du milieu en une fois, en diffusant sur un atome très loin dans la queue de distribution

Maxwellienne leur permettant d'acquérir une fréquence x_* très loin dans les ailes de la raie pour laquelle la profondeur optique devient transparente ($\tau(x_*) < 1$).

Une solution analytique ?

Etant donné la nature très complexe de la raie de résonnance $\text{Ly}\alpha$ (cf ci-dessus), les seules configurations géométriques pour lesquelles il existe une solution analytique du transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$ sont :

- le slab : une tranche d'espace délimitée par deux plans infinis, caractérisée par une épaisseur l_0 , remplie uniformément de milieu diffusif et éventuellement d'absorbants avec une source monochromatique dans le plan central ou dans un plan donné.
- la sphère : remplie uniformément de milieu diffusif et éventuellement d'absorbants, avec une source monochromatique ponctuelle au centre.

L'étude analytique du transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$ dans un slab a été abordée par Unno (1955), développée par Harrington (1973), et finalisée par Neufeld (1990). Harrington (1973) a développé une formule donnant le nombre moyen de diffusions d'un photon avant échappement : $\langle N \rangle \sim 0.91\sqrt{\pi}\tau_0$. Le profil émergent $\text{Ly}\alpha$ intégré sur toutes les lignes de visée est dérivé par Neufeld (1990) :

$$J(\pm\tau_0, x) = \frac{\sqrt{6}}{24} \frac{x^2}{a\tau_0} \frac{\cos(\pi\tau_s/2\tau_0)}{\cosh[(\pi^4/54)^{1/2}(|x^3 - x_i^3|/a\tau_0)] \pm \sin(\pi\tau_s/2\tau_0)}, \quad (2.24)$$

où τ_s est la profondeur optique à laquelle est placé le plan source, comptée par rapport au centre du slab où $\tau = 0$, et x_i est la fréquence monochromatique de la source. Pour une source au centre du slab émettant des photons $\text{Ly}\alpha$, le spectre émergent présente deux pics en émission, répartis symétriquement de part et d'autre du centre de la raie (Verhamme et al., 2006, cf Fig.1) : la raie monochromatique émise par la source a été transformée par les diffusions multiples qu'ont subies chacun des photons. Ils doivent en effet diffuser jusqu'à acquérir une fréquence suffisamment loin dans les ailes –soit supérieure à $\text{Ly}\alpha$, soit inférieure, d'où l'apparition des deux pics– telle que la profondeur optique alors subie devienne suffisamment faible pour qu'ils s'échappent. Il a également confirmé les calculs d'Harrington (1973) donnant la fréquence moyenne d'échappement des photons, c'est-à-dire l'abscisse des pics du profil :

$$x_* \sim \pm 1.06(a\tau_0)^{1/3}. \quad (2.25)$$

(Dijkstra et al., 2006) ont généralisé le calcul de Neufeld (1990) à la sphère, et dérivé le spectre émergent intégré :

$$J(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{24a\tau_0} \frac{x^2}{1 + \cosh[\sqrt{2\pi^3/27}(|x^3|/a\tau_0)]}, \quad (2.26)$$

Ce spectre présente également deux pics symétriques autour du cœur de la raie, centrés sur $x_\star \sim \pm 0.92(a\tau_0)^{1/3}$.

Dans toutes les autres configurations (milieux 3D sans géométrie particulière, non statiques, non homogènes, avec des sources multiples), les effets du transfert radiatif des photons Ly α ne peuvent être calculés analytiquement, et l'approche numérique est nécessaire.

2.3 Interaction de Ly α avec la poussière

Le deuxième effet qui affecte le transfert radiatif des photons Ly α à travers un milieu astrophysique, c'est l'interaction avec la poussière interstellaire. Un photon Ly α peut interagir de deux manières avec la poussière : il est soit absorbé, c'est-à-dire que son énergie est utilisée pour le chauffage du grain de poussière et sera ré-émise dans l'infra-rouge, soit diffusé, c'est-à-dire ré-émis quasi-instantanément avec une fréquence proche de celle à laquelle il a été absorbé.

2.3.1 Probabilité d'interaction/profondeur optique

La section efficace d'interaction d'un photon Ly α avec un grain de poussière interstellaire est :

$$\sigma_d = \sigma_a + \sigma_s = \pi a^2(Q_a + Q_s) \quad (2.27)$$

où σ_a (Q_a) est la section efficace (l'efficacité) d'absorption, σ_s (Q_s) la section efficace (l'efficacité) de diffusion, et a est la taille caractéristique d'un grain de poussière. L'albedo est le rapport des sections efficaces de diffusion et totale, $A = \sigma_s/\sigma_d \sim 0.3$ pour des photons UV (Draine, 2003). La section efficace σ_d ne dépend pas de la fréquence du photon, tous les photons UV sont susceptibles d'interagir avec la poussière car la taille caractéristique d'un grain est plus petite que la longueur d'onde UV ($a \sim 10^{-6}$ cm). La section efficace d'interaction d'un photon Ly α avec la poussière est de l'ordre de $\sigma_d \sim 6 \times 10^{-12}$ cm $^{-2}$, c'est à dire un ordre de grandeur de moins que la section efficace d'interaction avec un atome d'hydrogène.

La profondeur optique subie par un photon Ly α se propageant à travers un nuage d'Hydrogène et de poussière est donc :

$$\tau(x) = \tau_H(x) + \tau_d = \int_0^s (n_H(l)\sigma(x) + n_d(l)\sigma_d)dl \quad (2.28)$$

2.3.2 Processus de ré-émission

Lorsque le photon est diffusé par la poussière, c'est-à-dire dans un cas sur trois d'après l'albedo, il va-t-être ré-émis dans une nouvelle direction, et avec une nouvelle fréquence. Seulement, l'interaction d'un photon UV avec

un grain de poussière est plus complexe à modéliser que l'interaction des photons $\text{Ly}\alpha$ avec l'hydrogène, étant donnée la variété potentielle de tailles et de compositions chimiques de ces grains. Dans la suite de la discussion, nous nous appuyons sur l'étude de Draine (2003), la plus récente à notre connaissance.

Redistribution angulaire et polarisation

Heney and Greenstein (1941) ont proposé une fonction analytique pour reproduire la diffusion anisotrope sur un mélange de grains de poussières :

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{3/2}}, g = \langle \cos\theta \rangle. \quad (2.29)$$

Cette fonction de phase avec un seul paramètre g est intensivement utilisée pour modéliser les propriétés de la poussière dans les simulations numériques de transfert radiatif. Malheureusement, elle ne s'applique pas à l'intervalle de fréquences qui nous intéresse. L'amélioration proposée par Draine (2003) concerne également des longueurs d'ondes plus grandes que $\text{Ly}\alpha$ ($\lambda > 0.27\mu\text{m}$). Par ailleurs, même les déterminations observationnelles de l'albédo et de $g = \langle \cos\theta \rangle$ montrent des divergences importantes dans l'UV (par exemple Calzetti et al., 1995; Schiminovich et al., 2001; Burgh et al., 2002; Henry, 2002; Gibson and Nordsieck, 2003). Ces divergences sont certainement dues autant à la difficulté des observations dans l'UV qu'aux différentes hypothèses faites sur la géométrie et le spectre d'arrière-plan, qu'à des variations des propriétés intrinsèques des poussières.

Finalement, il n'y a pas aujourd'hui de prescription simple pour la fonction de phase de la diffusion des photons $\text{Ly}\alpha$ sur les poussières interstellaires. Nous avons choisi de modéliser cette interaction par une redistribution angulaire isotrope, la plus simple, car ce qui nous intéresse particulièrement, c'est le mécanisme de destruction des photons par la poussière, et l'estimation de la fraction d'échappement. Ces deux points sont indépendants de la forme précise de la fonction de redistribution.

Redistribution en fréquence

Suivant la même logique, nous supposons que la diffusion sur un grain de poussière est cohérente, c'est-à-dire que les fréquences avant et après diffusion sont exactement identiques, dans le référentiel du grain de poussière. Cette simplification est celle qui induit le moins d'hypothèses supplémentaires, et nous permet d'évaluer correctement la fraction d'échappement des photons $\text{Ly}\alpha$.

2.4 Autres mecanismes de destruction des photons Ly α

Les autres événements qui peuvent survenir, lors du transfert d'un photon Ly α à travers le milieu interstellaire sont :

- une collision entre l'atome qui vient de l'absorber et un proton ou un électron libres dans le milieu,
- l'absorption par un atome de Deutérium,
- l'absorption par une molécule H₂.

Nous discutons ci-dessous la probabilité et les effets de ces trois événements sur le transfert des photons Ly α .

2.4.1 Collisions

Comme décrit par Tasitsiomi (2006), les collisions peuvent avoir trois effets distincts sur le transfert radiatif des photons Ly α :

- une redistribution collisionnelle des électrons entre les niveaux 2s et 2p,
- une désexcitation collisionnelle du niveau n=2 sur le niveau n=1 sans émission de photon,
- un élargissement collisionnel de la raie (cf. élargissement du profil d'absorption ci-dessus), entraînant une perte de cohérence entre la fréquence d'absorption x et la fréquence de ré-émission y dans le référentiel atomique.

Dans le premier cas, des électrons sur niveau 2p peuvent basculer sur le niveau 2s lors d'une collision, et le photon Ly α absorbé est alors perdu, car la dé-excitation se fait par l'émission 2-photons. A l'inverse, des électrons initialement sur le niveau 2s peuvent basculer sur le niveau 2p, et conduire à l'émission de photons Ly α supplémentaires. La transition 2p $\rightarrow$ 2s est plus importante à faibles densités ($< 10^4 \text{ cm}^{-3}$), tandis que l'inverse est favorisée aux densités plus élevées (Osterbrock, 1989; Tasitsiomi, 2006).

Etant donné la faible densité des milieux considérés, le temps de vie très court d'un atome dans l'état excité, et le fait que les diffusions multiples ont lieu dans des milieux neutres, où la densité d'électrons et de protons libres est donc très faible, l'effet des collisions est négligeable comparé à l'interaction avec les poussières, et à celle avec l'hydrogène (Tasitsiomi, 2006; Semelin et al., 2007).

2.4.2 Interaction avec le Deutérium

Le traitement de cette interaction est présenté pour la première fois par Dijkstra et al. (2006). Malgré sa faible abondance, $[D/H] = 3 \times 10^{-5}$ (Burles and Tytler, 1998), le Deutérium peut avoir un effet sur le transfert radiatif des photons Ly α . C'est un isotope naturel de l'hydrogène possédant un proton

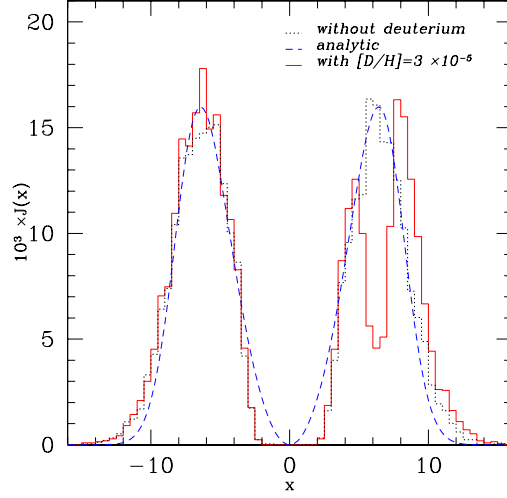


FIG. 2.5 – **Effet du Deutérium** sur le transfert radiatif des photons $\text{Ly}\alpha$ de l’hydrogène à travers une sphère statique, de densité de colonne radiale $N_{\text{H}} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

et un neutron. La fréquence de résonance de la raie $\text{Ly}\alpha$ du Deutérium est décalée par rapport à celle de l’hydrogène de 82 km s^{-1} , correspondant à $x = 6.3$ à $T = 10^4 \text{ K}$, ce qui fait que la profondeur optique que va voir un photon $\text{Ly}\alpha$ à cette fréquence $x = 6.3$ dans un milieu statique est principalement due à l’absorption par le Deutérium. Sur la Fig. 2.5, l’effet du Deutérium sur le transfert radiatif des photons $\text{Ly}\alpha$ est mis en évidence.

L’impact du Deutérium sur le spectre émergent $\text{Ly}\alpha$ est discuté en détails dans Dijkstra et al. (2006) : il est important dans les cas où une grande quantité de photons sortent du milieu sur l’intervalle de fréquences où l’opacité du Deutérium est grande, c’est-à-dire $3 < x < 10$ à $T = 10^4 \text{ K}$, ce qui correspond à des densités de colonne $N_{\text{H}} = 10^{18-20} \text{ cm}^{-2}$. il est moins visible dans un milieu en mouvement, du fait de l’étalement de l’absorption sur une gamme de fréquences plus étendue. La signature du Deutérium est également très fine, elle s’étale sur $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$, ce qui rend délicate son observation dans les spectres de galaxies à grand redshift qui atteignent au mieux des résolutions spectrales de l’ordre de $R=2000$ ou 150 km s^{-1} .

2.4.3 Interaction avec la molécule H_2

Enfin, les photons $\text{Ly}\alpha$ peuvent être absorbés dans des bandes d’absorption moléculaires de la molécule H_2 (Shull, 1978; Neufeld, 1990), lorsqu’ils traversent un nuage moléculaire chaud. Ils sont alors convertis en photons UV fluorescents dont le spectre caractéristique a été détecté dans les objets Herbig-Haro (Schwartz, 1983), c’est-à-dire dans les zone de formation d’étoiles, autour des toutes jeunes étoiles variables. Cet effet est potentiellement important lorsqu’on étudie le spectre $\text{Ly}\alpha$ émis par les starbursts, car les étoiles se forment au cœur de nuages moléculaires. Cependant, il est très difficile de quantifier la densité de colonne et la répartition spatiale de ces

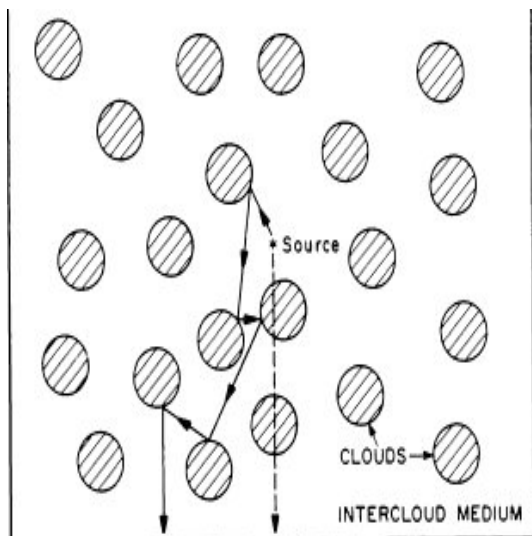


FIG. 2.6 – **Effet de la géométrie** du gaz neutre sur la fraction d'échappement des photons $\text{Ly}\alpha$.

nuages moléculaires dans les galaxies lointaines. Cet effet est pour l'instant négligé.

2.5 Effets de géométrie et de cinématique du gaz neutre

La géométrie et la cinématique du gaz neutre influencent grandement l'allure des spectres $\text{Ly}\alpha$ ainsi que la fraction d'échappement. Ces points sont discutés en détail aux Chapitres suivants, nous énumérons ici les principaux effets.

2.5.1 La géométrie du H I

Comme suggéré par Neufeld (1991), puis démontré par Hansen and Oh (2006), la géométrie du gaz neutre influence la fraction d'échappement des photons $\text{Ly}\alpha$. Notamment dans un milieu inhomogène à deux phases (cf Fig. 2.6) : l'une dense, contenant de la poussière, et l'autre ténue, en contenant moins, les photons $\text{Ly}\alpha$ peuvent s'échapper plus facilement du milieu que les photons du continu s'ils sont émis dans la phase ténue, car ils sont réfléchis par les nauges denses, et voyagent donc principalement à travers le milieu ténu, peu poussiéreux, tandis que les photons du continu voyagent en ligne droite et traversent donc des zones plus poussiéreuses, où ils sont absorbés.

2.5.2 La cinématique du H I

La cinématique du gaz neutre a un effet sur la fraction d'échappement des photons $\text{Ly}\alpha$, puisque la profondeur optique d'un milieu en mouvement sera

plus faible que celle d'un milieu statique avec la même densité de colonne. Mais l'allure du spectre émergent d'un milieu en mouvement est également profondément modifiée : le spectre émergent d'un milieu statique présente un double pic, tandis que si le milieu est en expansion, ou en contraction, le spectre devient asymétrique. Des pics multiples peuvent également apparaître pour des configurations particulières de coquilles en expansion.

Cette particularité de “mémoriser”, d'imprimer la cinématique du gaz qu'elle vient de traverser, rend la raie $\text{Ly}\alpha$ particulièrement intéressante pour étudier le milieu interstellaire des galaxies lointaines, surtout lorsqu'elle est la seule signature que l'on détecte de ces objets.

Bibliographie

- Adams, T. F. : 1971, *ApJ* **168**, 575
- Adams, T. F. : 1972, *ApJ* **174**, 439
- Ahn, S.-H., Lee, H.-W., and Lee, H. M. : 2001, *ApJ* **554**, 604
- Ahn, S.-H., Lee, H.-W., and Lee, H. M. : 2002, *ApJ* **567**, 922
- Avery, L. W. and House, L. L. : 1968, *ApJ* **152**, 493
- Burgh, E. B., McCandliss, S. R., and Feldman, P. D. : 2002, *ApJ* **575**, 240
- Burles, S. and Tytler, D. : 1998, *ApJ* **507**, 732
- Calzetti, D., Bohlin, R. C., Gordon, K. D., Witt, A. N., and Bianchi, L. : 1995, *ApJL* **446**, L97+
- Cantalupo, S., Porciani, C., Lilly, S. J., and Miniati, F. : 2005, *ApJ* **628**, 61
- Chandrasekhar, S. : 1960, *Radiative transfer*, New York : Dover, 1960
- Dijkstra, M., Haiman, Z., and Spaans, M. : 2006, *ApJ* **649**, 14
- Dijkstra, M. and Loeb, A. : 2008, *MNRAS* **386**, 492
- Draine, B. T. : 2003, *ApJ* **598**, 1017
- Fardal, M. A., Katz, N., Gardner, J. P., Hernquist, L., Weinberg, D. H., and Davé, R. : 2001, *ApJ* **562**, 605
- Gibson, S. J. and Nordsieck, K. H. : 2003, *ApJ* **589**, 362
- González Delgado, R. M., Cerviño, M., Martins, L. P., Leitherer, C., and Hauschildt, P. H. : 2005, *MNRAS* **357**, 945
- Haiman, Z., Spaans, M., and Quataert, E. : 2000, *ApJL* **537**, L5
- Hamilton, D. R. : 1947, *ApJ* **106**, 457
- Hansen, M. and Oh, S. P. : 2006, *MNRAS* **367**, 979

- Harrington, J. P. : 1973, *MNRAS* **162**, 43
- Henry, R. C. : 2002, *ApJ* **570**, 697
- Heney, L. G. and Greenstein, J. L. : 1941, *ApJ* **93**, 70
- Hummer, D. G. : 1962, *MNRAS* **125**, 21
- Mihalas, D. : 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/*, San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.
- Neufeld, D. A. : 1990, *ApJ* **350**, 216
- Neufeld, D. A. : 1991, *ApJL* **370**, L85
- Nilsson, K. K., Fynbo, J. P. U., Møller, P., Sommer-Larsen, J., and Ledoux, C. : 2006, *A&A* **452**, L23
- Osterbrock, D. E. : 1962, *ApJ* **135**, 195
- Osterbrock, D. E. : 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.
- Osterbrock, D. E. and Ferland, G. J. : 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei, 2nd. ed. by D.E. Osterbrock and G.J. Ferland. Sausalito, CA : University Science Books, 2006
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., Simpson, C., Saito, T., Ueda, Y., Furusawa, H., Sekiguchi, K., Yamada, T., Kodama, T., Kashikawa, N., Okamura, S., Iye, M., Takata, T., Yoshida, M., and Yoshida, M. : 2007, *ArXiv e-prints* 707
- Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., Becker, G., Marleau, F., Graham, J., Cristiani, S., Jarvis, M. J., Lacey, C., Morris, S., Peroux, C., Roettgering, H., and Theuns, T. : 2007, *ArXiv e-prints* 711
- Schaerer, D. : 2003, *A&A* **397**, 527
- Schaerer, D. and Verhamme, A. : 2008, *A&A* **480**, 369
- Schiminovich, D., Friedman, P. G., Martin, C., and Morrissey, P. F. : 2001, *ApJL* **563**, L161
- Schwartz, R. D. : 1983, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 7, 27
- Semelin, B., Combes, F., and Baek, S. : 2007, *A&A* **474**, 365

- Shull, J. M. : 1978, *ApJ* **224**, 841
- Stenflo, J. O. : 1980, *A&A* **84**, 68
- Tasitsiomi, A. : 2006, *ApJ* **645**, 792
- Unno, W. : 1955, *PASJ* **7**, 81
- Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., and Tapken, C. : 2008, *A&A* accepted
- Verhamme, A., Schaerer, D., and Maselli, A. : 2006, *A&A* **460**, 397

Chapitre 3

MCLya : un code Monte Carlo 3D de transfert radiatif Ly α

Durant la première partie de ma thèse, j’ai développé un code de transfert radiatif des photons Ly α MCLya. Ce code utilise la technique Monte Carlo pour reproduire les distributions de probabilité qui entrent en jeu. Il autorise des conditions initiales arbitraires, en trois dimensions, échantillonnées sur une grille cubique divisée en n^3 cellules. Tous les aspects de la physique des photons Ly α discutés au chapitre précédent sont inclus dans le code, notamment l’interaction avec les poussières interstellaires, ce qui permet d’utiliser MCLya pour modéliser n’importe quelle situation dans laquelle des photons Ly α sont produits et se propagent dans un milieu astrophysique –atmosphères stellaires, (exo-)planètes, milieu galactique ou extragalactique. . . Nous nous sommes spécialisés par la suite dans l’étude des effets de transfert radiatif Ly α à l’échelle galactique. Afin de comparer les résultats de nos simulations avec les observations, MCLya produit des spectres (intégrés sur toutes les lignes de visée ou résolus spatialement), des cartes de brillance de surface ou des images Ly α .

Dans ce chapitre, je décris le contexte scientifique dans lequel ce code a été développé, et comment il se compare aux autres approches traitant du transfert radiatif Ly α . Ensuite, l’article publié en 2006 dans A&A donne une description détaillée du code, les tests réalisés pour valider notre travail, ainsi qu’une présentation des différents profils de raie émergeant de plusieurs configurations géométriques. Dans une dernière partie, je commente les principaux résultats obtenus lors de cette première étude monochromatique, je discute les hypothèses et simplifications faites dans MCLya, et je présente quelques études contemporaines à ce premier papier qui n’ont pas été publiées.

3.1 MCLya et les autres

Etant donné la nature très complexe de la raie de résonnance Ly α (cf Chapitre précédent), et le nombre considérable d’observations Ly α extragalactiques collectées ces dernières années (cf Introduction), dans lesquelles on devine des effets de transfert radiatif, la nécessité de construire des modèles prenant en compte le transfert radiatif Ly α est apparue... ou plutôt ré-apparue, car le transfert radiatif Ly α a été étudié théoriquement dès les années 50 (par exemple Unno, 1952; Field, 1959; Osterbrock, 1962; Adams, 1971, 1972; Harrington, 1973; Neufeld, 1990), et même numériquement dans les années 60-70 (Avery and House, 1968; Panagia and Ranieri, 1973), mais les capacités numériques de l’époque ne permettaient pas d’explorer les milieux extrêmement denses et optiquement épais. Au cours des dix dernières années, une dizaine de codes de transfert radiatif Ly α ont été développés, chacun avec ses particularités et différents domaines d’applications. Une synthèse de la physique incluse dans ces codes et de leurs possibilités est présentée dans le tableau 3.1.

La méthode Monte Carlo, utilisée par tous les groupes sauf un, qui utilise un calcul d’éléments finis (Richling et al., 2001; Meinköhn and Richling, 2002; Richling, 2003), s’avère la plus efficace pour calculer le transfert radiatif Ly α à travers différents milieux diffusifs. Le traitement le plus complet de l’interaction avec l’hydrogène est réalisé par Ahn et al. (2001), qui prennent en compte la séparation des deux niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ dans le calcul du profil d’absorption. Ils différencient également la redistribution angulaire dans l’aile et dans le cœur, comme tous les codes qui calculent la polarisation de la raie Ly α (Lee and Ahn, 1998; Rybicki and Loeb, 1999; Dijkstra and Loeb, 2008). La seule approximation qu’ils font est qu’ils ne tiennent pas compte de l’effet de recul (cf Chapitre 2 précédent) (Zheng and Miralda-Escudé, 2002; Tasitsiomi, 2006). La plupart des codes prennent en compte uniquement l’interaction des photons Ly α avec l’hydrogène, et négligent tout autre mécanisme d’altération, comme l’interaction avec les poussières interstellaires (sauf Richling, 2003; Hansen and Oh, 2006; Verhamme et al., 2006), l’effet du Deutérium (sauf Dijkstra et al., 2006), ou éventuellement le dépeuplement des niveaux $2p$ au profit du niveau $2s$ par collisions, et l’émission 2-photons consécutive (discutée dans Tasitsiomi, 2006; Semelin et al., 2007). Suivant les applications envisagées, certaines de ces interactions sont en effet négligeables (cf. Chapitre 2).

Il est intéressant de noter que les applications de ces codes assez semblables sont plutôt distinctes, reflétant bien la richesse de la physique Ly α et l’omniprésence de cette raie de l’hydrogène dans les phénomènes astrophysiques. Elles se répartissent en deux grands groupes : les applications à l’échelle galactique, visant à modéliser le milieu interstellaire des galaxies à grand redshift (Ahn et al., 2003; Richling, 2003; Zheng and Miralda-Escudé, 2002; Hansen and Oh, 2006; Laursen and Sommer-Larsen, 2007; Schaerer

and Verhamme, 2008; Verhamme et al., 2008), et les applications à l'échelle cosmologique, prenant en compte l'expansion de l'Univers (Loeb and Rybicki, 1999; Cantalupo et al., 2005, 2008; Tasitsiomi, 2006; Semelin et al., 2007).

Finalement, aucun de ces codes ne contient toute la physique $\text{Ly}\alpha$, ils sont donc plus ou moins limités aux applications pour lesquelles ils ont été conçus. L'existence d'un code universel, applicable à toutes les configurations physiques (en choisissant les simplifications éventuelles qui correspondent), serait utile pour pouvoir traiter tous les problèmes de transfert radiatif liés à cette raie $\text{Ly}\alpha$ avec le même outil. C'est dans cet objectif que nous avons conçu MCLya, et que nous allons continuer de le développer, afin de le rendre le plus généraliste possible.

Team affil. date	Numerical Technics	Interaction with H			Other	Geometry		Applications	Limitations
		recoil	redist.	polarisation		Dim.	clump.		
Ahn&Lee Korea 1998-2002	MC	no	distinguish wing/core redist	yes	no	1D	no	ISM expanding shell	limited to spherical geometry
Loeb&Rybicki USA 1999	analytic + MC	no	distinguish wing/core redist	yes	no	1D	no	Hubble flow	limited to spherical geometry
Richling&Meinköhn Germany 2001-2003	Finite Elements	no	isotropic	no	dust	3D	yes	ISM of high-z galaxies	low opt. depth $\tau < 100$
Zheng&Miralda-Escudé USA 2002	MC	yes	dipolar	no	no	3D	no	external fluorescence from DLAs	no dust
Cantalupo Switzerland 2005	MC, hydro+ cont coupling	no	isotropic or dipolar	no	no	3D	no	fluorescence from proto-gal.	no dust
Hansen&Oh USA 2006	MC	no	dipolar	no	dust	3D	yes	clumpy, dusty, moving ISM	no polarisation
Tasitsiomi USA 2006	MC + paral. hydro coupling	yes	dipolar	no	no	3D AMR grid	no	Ly α from a simulated $z \sim 8$ LAE	no dust
Dijkstra USA 2006-2008	MC	no	distinguish wing/core redist	yes	Deuterium	1D	no	collapsing proto-galaxies	limited to spherical geometry
Semelin France 2007	MC, hydro +cont coupling	no	isotropic	no	no	3D AMR grid	no	reionisation Ly α -21cm coupling	no dust
Laursen Denmark 2007	MC hydro coupling	yes	dipolar	no	no	3D	no	Ly α from a simulated $z \sim 3$ LBG	no dust
Verhamme&Schaerer Switzerland 2006	MC +parallelization	no	isotropic or dipolar	no	dust	3D	no	ISM exp. shell	no polarisation

Table 3: Comparaison des différents codes de transfert radiatif Ly α développés ces dernières années. Les colonnes donnent l'équipe (l'affiliation et la date à laquelle a été publiée la première version du code), la physique de l'interaction avec l'hydrogène incluse dans le code (prise en compte de l'effet de recul, redistribution angulaire, polarisation), si d'autres interactions avec d'autres espèces chimiques (Deutérium, poussières) sont prises en compte, la géométrie autorisée pour le gaz (1D/3D, milieu homogène ou pas), et enfin les applications qui ont été réalisées grâce à ce code, ou bien le but/contexte dans lequel il a été développé.

3.2 L'article publié dans A&A

Cet article présente le code de transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$ que nous avons développé, MCLya. Il décrit en détails la physique incluse dans le code, puis la façon dont elle est implémentée. Les tests classiques suivent :

- le spectre émergent d'un slab (cf chap précédent) est comparé à la solution analytique de Neufeld (1990) pour différentes profondeurs optiques (Fig 1 et 2 de l'article).
- la fraction d'échappement $\text{Ly}\alpha$ dans un slab avec poussières est également comparée à la courbe théorique de Neufeld, ainsi qu'aux résultats de Hansen and Oh (2006) (Fig 4 de l'article).

Enfin, les premières applications de ce code sont présentées. Elles consistent à suivre le transfert radiatif des photons $\text{Ly}\alpha$ dans différentes configurations géométriques du gaz :

- le slab avec une source centrale a d'abord été étudié en détails, avec et sans poussières,
- puis nous avons considéré un halo sphérique homogène de gaz neutre et de poussières, statique, ou en effondrement sur lui même, ou encore en expansion, dont la source $\text{Ly}\alpha$ est soit ponctuelle au centre, soit diffuse dans tout le nuage (Zheng and Miralda-Escudé, 2002), soit extérieure, imitant un DLA le long de la ligne de visée d'une source d'arrière-plan.
- La dernière configuration géométrique étudiée est la coquille en expansion (Ahn et al., 2003), avec ou sans poussière, et source ponctuelle au centre.

Pour chacune de ces configurations, les spectres émergents sont calculés, ainsi que la fraction d'échappement pour les cas avec poussières. Nous nous sommes attachés à comprendre la morphologie des différents profils de raies obtenus.

Les résultats intéressants pour l'interprétation des profils $\text{Ly}\alpha$ émergents de galaxies sont les suivants :

- l'ajustement standard de profils $\text{Ly}\alpha$ en absorption par un profil de Voigt conduit dans certaines configurations à une sous-estimation de la densité de colonne,
- un profil P-cygni "normal" (inversé) peut être créé par effet de transfert radiatif dans un milieu en expansion (en contraction) sans raie d'émission intrinsèque,
- les spectres émergents de coquilles en expansion ont été étudiés en détails. En particulier, nous avons montré que pour des densités de colonne $N_{\text{H}} > 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, la position du pic principal est décalé vers le rouge à deux fois la vitesse d'expansion, comme observé dans les LBGs à $z \sim 3$.

3D Ly α radiation transfer

I. Understanding Ly α line profile morphologies

A. Verhamme¹, D. Schaerer^{1,2}, and A. Maselli³

¹ Observatoire de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
 e-mail: daniel.schaerer@obs.unige.ch

² Laboratoire d'Astrophysique (UMR 5572), Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

³ Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Strasse 1, 85748 Garching, Germany

Received 5 May 2006 / Accepted 26 July 2006

ABSTRACT

Aims. The development of a general code for 3D Ly α radiation transfer in galaxies to understand the diversity of Ly α line profiles observed in star-forming galaxies and related objects.

Methods. Using a Monte Carlo technique, we developed a 3D Ly α radiation transfer code that allows for prescribed arbitrary hydrogen density, ionisation, temperature structures, dust distributions, arbitrary velocity fields, and UV photon sources. As a first test and application we examined the Ly α line profiles predicted for several simple geometrical configurations and their dependence on the main input parameters.

Results. Overall, we find line profiles reaching from doubly peaked symmetric emission to symmetric Voigt (absorption) in static configurations with increasing dust content, and asymmetric red- (blue-) shifted emission lines with a blue (red) counterpart ranging from absorption to emission (with increasing line/continuum strength) in expanding (infalling) media. In particular we find the following results to be interesting for the interpretation of Ly α profiles from galaxies. 1) Standard Ly α absorption line fitting of global spectra of galaxies may lead to an underestimation of the true hydrogen column density in certain geometrical conditions; 2) Normal (inverted) P-Cygni-like Ly α profiles can be obtained in expanding (infalling) media from objects without any intrinsic Ly α emission, as a natural consequence of radiation transfer effects; 3) The formation and the detailed shape of Ly α profiles resulting from expanding shells has been thoroughly revised. In particular we find that, for sufficiently large column densities ($N_{\text{H}} \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), the position of the main Ly α emission peak is quite generally redshifted by approximately twice the expansion velocity. This is in excellent agreement with the observations of $z \sim 3$ LBGs, which show that Ly α is redshifted by $\sim 2V_{\text{exp}}$, where V_{exp} is the expansion velocity measured from the interstellar absorption lines blueshifted with respect to the stellar redshift. This finding also indicates that large-scale, fairly symmetric shell structures must be a good description of the outflows in LBGs.

Key words. galaxies: starburst – galaxies: ISM – galaxies: high-redshift – ultraviolet: galaxies – radiative transfer – line: profiles

1. Introduction

The Ly α line plays a significant role in a variety of astrophysical problems, especially as a diagnostic tool for observing and studying the high redshift universe. It is a simple redshift indicator for distant galaxies, a frequently used star-formation rate diagnostic at high z , as well as an important tool probing the ionisation state of the intergalactic medium and hence the reionisation epoch. The Ly α emission line is e.g. a strong feature observed in nearby star-forming galaxies, distant Lyman break galaxies (LBGs), sub-mm galaxies, emission-line selected galaxies (LAE, for Lyman- α emitters), and in the enigmatic so-called Lyman- α blobs (LABs) whose nature remains debated (e.g. Steidel et al. 2000; Dijkstra et al. 2005b).

Since the early suggestion of strong Ly α emission from young high-redshift galaxies by Partridge & Peebles (1967) and until the late 1990s, only a few Ly α emitters have been found (cf. Djorgovski & Thompson 1992). This lack of Ly α emission detection has triggered a variety of studies discussing the possible physical effects (mostly metallicity, dust, neutral gas kinematics, and geometry) that may significantly affect and suppress the Ly α emission and the resonance-line radiation transfer, thereby reducing the observed Ly α intensity and destroying simple

expected correlations, e.g. between Ly α intensity and metallicity, Ly α intensity and UV continuum flux, and others (Meier & Terlevich 1981; Hartmann et al. 1988; Neufeld 1990; Charlot & Fall 1993; Valls-Gabaud 1993; Kunth et al. 1998; Tenorio-Tagle et al. 1999; Mas-Hesse et al. 2003).

In the past few years, with the availability of deeper and wider surveys, such as the Large Area Lyman Alpha (LALA) survey and the Subaru Deep Field survey, many emission galaxies have been detected (cf. Hu et al. 1998, 2004; Kudritzki et al. 2000; Rhoads et al. 2000; Ouchi et al. 2003; Taniguchi et al. 2005). Although the majority of these distant Ly α emitters show rather simple asymmetric line profiles, the overall diversity of the observed Ly α line shapes, both from star-forming galaxies in the nearby universe and at high- z , is quite heterogeneous and complex. The observed line profiles include schematically pure Voigt absorption profiles, P-Cygni profiles, double-peak profiles, pure (symmetric) emission line profiles, and combinations thereof (see e.g. Kunth et al. 1998; Mas-Hesse et al. 2003; Shapley et al. 2003; Möller et al. 2004; Venemans et al. 2005; Wilman et al. 2005; Noll et al. 2004; Tapken et al. 2004; Tapken 2005).

Although in principle the main physical processes shaping the Ly α line are known, in practice the inferences drawn so

far from Ly α observations rely mostly on rather simple measurements (e.g. line flux) or on oversimplified Voigt-profile fits, which often have no strong physical motivations. For example, for a Ly α line profile formed purely within a galaxy (i.e. neglecting subsequent alterations from the intergalactic medium and/or intervening clouds), it is physically inconsistent to fit one or several Voigt profiles without making strong implicit assumptions about the geometry of the neutral gas. In such a case, due to the resonance scattering nature of Ly α , it is in fact unlikely that the resulting emergent line profile is actually a Voigt profile, so that a detailed radiation transfer calculation has to be carried out to predict the proper shape of the emergent resonance-line profile. In general, quantitative simulations for the appropriate geometries and gas kinematics, which properly take into account the main physical processes of Ly α line formation and radiation transfer, are therefore needed to better understand the variety of observed Ly α line-profile morphologies. The physical properties of the Ly α emission mechanism and the ones of the ambient gas hosting the Ly α emitter, which both shape the observed Ly α line, must be properly modeled to investigate the correspondent impact on the emergent line profile and their possible degeneracies. This in turn will provide useful hints to guide an interpretation of the observed profiles and to gain insight into the physical properties of the Ly α emitters and of their environment.

Analytic solutions of the Ly α radiation transfer problem have been derived for simple geometries. Neufeld (1990) extensively studied the case of static plane parallel slabs, yielding important insight into the line formation mechanism and providing solutions to the configuration including dust, Bowen fluorescence, and Ly α pumping of H $_2$ Lyman band lines. The case of a static, uniform sphere was recently studied by Dijkstra et al. (2005a). Loeb & Rybicky (1999) and Rybicky & Loeb (1999) have derived solutions for Ly α scattering in a Hubble flow. However, more general geometries and velocity fields do not allow for an analytic solution and require alternative approaches.

Over the past few years, several groups have developed new numerical algorithms, mostly based on Monte Carlo techniques (Spaans 1996; Ahn et al. 2001, 2002, 2003; Ahn 2004; Zheng & Miralda-Escudé 2002; Richling et al. 2001; Richling 2003; Kobayashi & Kamaya 2004; Cantalupo et al. 2005; Dijkstra et al. 2005a,b; Hansen & Oh 2006; Tasitsiomi 2006). Some of these codes have been specifically designed for and can be reliably applied only to particular configurations: relatively low column densities (Richling et al. 2001; Richling 2003), Hubble flows (Kobayashi & Kamaya 2004), 1D geometry (Ahn et al.), and spherically symmetric configurations (Dijkstra et al. 2005a,b). Others are strongly tailored towards cosmological simulations (Cantalupo et al. 2005; Tasitsiomi 2006) and can deal with clumpy/inhomogeneous media (Spaans 1996; Richling 2003; Hansen & Oh 2006). In addition, the effect of dust absorption, which is one of the most important factors affecting Ly α transmission, is treated only in some of the codes above.

None of these studies has attempted to systematically explain the observed variety of Ly α line profile morphologies. Furthermore, none of the above schemes has so far attempted a detailed modeling of individual galaxies, taking the available observational constraints into account, i.e. constraints on the stellar populations, the ionised and neutral interstellar medium, on dust extinction, and including their spatial distribution and kinematics. This gap in the present theoretical modeling needs to be filled, in order to extract some information from the huge reservoir contained in the available observational data. With these objectives in mind, and with the main aim of improving our understanding of Ly α in both nearby and distant starburst galaxies,

we developed a general-purpose 3D Ly α radiation transfer code applicable to arbitrary geometries and velocity fields.

In the present paper we provide a description of the code and test its validity against known solutions and results from other codes reported in the literature. Exploring different geometries, dust-free and dusty media, and different input spectra (e.g. line emission or continuum + line), we examine the resulting line profiles and their dependence on various physical parameters. Our immediate goals are to obtain an overview over the possible Ly α line profile morphologies, and to gain physical insight into the processes governing them. Applications to observed galaxies and other simulations will be presented later.

The remainder of the paper is structured as follows. A description of the radiation transfer code is given in Sect. 2. Tests of the code and results for simple geometrical configurations (slabs, infalling/expanding halos) are presented in Sect. 3. In Sect. 4 we comment on the formation of damped (Voigt) Ly α profiles and related profiles. Spherically expanding, dust-free or dusty shells are re-examined in Sect. 5. An overview of the predicted Ly α line profile morphologies and qualitative comparisons with observations is given in Sect. 6. Our main conclusion are summarised in Sect. 7.

2. Radiation transfer code

A general 3D radiation transfer code *MCLya* allowing for arbitrary hydrogen density, ionisation and temperature structures, dust distributions, and velocity fields was developed using a Monte Carlo technique. The input files and the structure of the code were designed for future joint use with the 3D radiation transfer and photoionisation code CRASH of Maselli et al. (2003). We now summarise the main ingredients and assumptions made in this code.

2.1. Geometry

The present version of the code assumes a 3D cartesian grid of n^3 cells. Typically we adopt $n = 128$. The relevant quantities describing a 3D structure are the neutral hydrogen density distribution, the dust density distribution, the temperature distribution, and the velocity field. These are prescribed by input files.

2.2. Photon sources

Ly α and/or continuum photons are emitted from one or several point sources. Each source is described by:

- its location;
- the total number of emitted photons;
- optionally their emission direction, if it is not isotropic;
- the source spectrum (typically monochromatic, a constant photon density per frequency or wavelength interval, a Gaussian, or combinations thereof).

2.3. Physical processes

To capture the essentials of radiation transfer in the UV including the Ly α line and around it, we include three main physical processes in the present version of our code: dust absorption and scattering, as well as the Ly α line transfer. Given the principles of Monte Carlo simulations, other processes can easily be included in the future, if desirable.

2.3.1. Ly α line transfer

In the whole section, we describe the Ly α radiative transfer equations in a *static* medium. To adapt them to moving media, we just convert frequencies to local co-moving frequencies and convert them back to the external frame by a Lorentz transformation, neglecting terms of the order of $O(v^2/c^2)$.

A Ly α photon corresponds to the transition between the $n = 2$ and $n = 1$ levels of a hydrogen atom. This is the strongest H I transition, with an Einstein coefficient given by $A_{21} = 6.265 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. The scattering cross-section of a Ly α photon as a function of frequency in the rest frame of the hydrogen atom is

$$\sigma_\nu = f_{12} \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/4\pi)^2}, \quad (1)$$

where $f_{12} = 0.4162$ is the Ly α oscillator strength, $\nu_0 = 2.466 \times 10^{15} \text{ Hz}$ is the line centre frequency, and $\Gamma = A_{12}$ is the damping constant that measures the natural line width.

The optical depth $\tau_\nu(s)$ of a photon with frequency ν traveling a path of length s is determined by convolving the above cross-section with the velocity distribution characteristic of the absorbing gas, and it has the form:

$$\tau_\nu(s) = \int_0^s \int_{-\infty}^{\infty} n(V_z) \sigma_\nu dV_z dl, \quad (2)$$

where V_z denotes the velocity component along the photon's direction. Thermal motions of hydrogen are described by a Maxwellian distribution of atoms velocities whose velocity dispersion, $V_{\text{th}} = (2 k_B T/m_H)^{1/2} = 12.85 T_4^{1/2} \text{ km s}^{-1}$, corresponds to the Doppler frequency width $\Delta\nu_D = (V_{\text{th}}/c)\nu_0$. Here T_4 is the gas temperature in units of 10^4 K . In certain cases an additional turbulent motion, characterised by V_{turb} , is taken into account in the Doppler parameter b given by

$$b = \sqrt{V_{\text{th}}^2 + V_{\text{turb}}^2}. \quad (3)$$

Let us now introduce some useful variables. First the frequency shift in Doppler units

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} = -\frac{V}{b}, \quad (4)$$

where the second equation gives the relation between x and a macroscopic velocity component V measured along the photon propagation (i.e. parallel to the light path and in the same direction). Second, the Voigt parameter $a \equiv \frac{\Gamma/4\pi}{\Delta\nu_D} = 4.7 \times 10^{-4} T_4^{-1/2}$, or more generally $a = 4.7 \times 10^{-4} (12.85 \text{ km s}^{-1}/b)$ for non-zero turbulent velocity. Adopting this notation, it can be shown that

$$\tau_x(s) = \sigma_H(x) n_H s = 1.041 \times 10^{-13} T_4^{-1/2} N_H \frac{H(x, a)}{\sqrt{\pi}} \quad (5)$$

where n_H is the neutral hydrogen density, and N_H the corresponding column density. The Hjerting function $H(x, a)$ describes the Voigt absorption profile,

$$H(x, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(y - x)^2 + a^2} \approx \begin{cases} e^{-x^2} & \text{if } |x| < x_c \\ \frac{a}{\sqrt{\pi} x^2} & \text{if } |x| > x_c \end{cases}, \quad (6)$$

which is often approximated by a central resonant core and power-law “damping wings” for frequencies below/above a certain boundary frequency x_c between core and wings. For a in the range of 10^{-2} to 10^{-6} , x_c typically varies from 2.5 to 4. To

evaluate H in our code, we use the fit formulae given by Gray (1992).

To characterise the depth of a static medium we use τ_0 , the optical depth at line centre

$$\tau_0(s) = 1.041 \times 10^{-13} T_4^{-1/2} N_H \frac{H(0, a)}{\sqrt{\pi}} \quad (7)$$

$$\approx 3.31 \times 10^{-14} T_4^{-1/2} N_H \quad (8)$$

for zero turbulent velocity, or more generally

$$\tau_0(s) = 3.31 \times 10^{-14} (12.85 \text{ km s}^{-1}/b) N_H. \quad (9)$$

This monochromatic optical depth τ_0 has been used in most of the recent studies (e.g. Ahn et al. 2001, 2002; Zheng & Miralda-Escudé 2002; Hansen & Oh 2006); however, it differs from the total Ly α optical depth τ_0^{Neuf} used in the classical work of Neufeld (1990) by $\tau_0^{\text{Neuf}} = \tau_0 \sqrt{\pi}$.

Once the absorption probability is given and before the Ly α photon is re-emitted, its frequency and angular distribution must be determined. If the atom is not perturbed by collisions during the time a Ly α photon is absorbed and re-emitted, the frequencies before and after scattering are identical in the atom's rest-frame. On the other hand, when the atom undergoes a collision, the electron is reshuffled on another energy level and the frequencies before and after scattering are uncorrelated. Given the typically low densities in astrophysical media, we assume coherent scattering in our code.

Concerning the angular redistribution, our code can model the case of isotropic, as well as the more realistic dipolar redistribution. In the case of isotropy, we use the angle averaged frequency redistribution function $R_{\text{II-A}}(x_{\text{in}}, x_{\text{out}})$ from Hummer (1962) for simplicity and speed. In practice we use pretabulated values of the cumulative frequency distribution function of $R_{\text{II-A}}$ for different input frequencies and temperatures. In all the static geometries presented in this paper, we use an isotropic angular redistribution. As test calculations confirm (cf. Fig. 1 and also Zheng & Miralda-Escudé 2002; and Hansen & Oh 2006), this is an excellent approximation since the Ly α photons undergo a very large number of scatterings where any angular preference is smeared out.

To avoid numerous core scatterings in static cases with a high column density, different acceleration methods have been developed in other radiation transfer codes (e.g. Ahn & Lee 2002; Dijkstra & Haiman 2005a). In our case, such an acceleration is easily included in the redistribution functions by setting artificially $R_{\text{II-A}}(x_{\text{in}}, x_{\text{out}}) = \epsilon$ where ϵ is close to zero for $|x_{\text{in}}| < x_c$ and $|x_{\text{out}}| < x_c$, which corresponds to setting the probability to be re-emitted at $|x_{\text{out}}| < x_c$ to zero, when photons are absorbed in the core (i.e. when $|x_{\text{in}}| < x_c$). In practice we have not used the acceleration method except for test cases, as it turns out that all cases shown here are tractable without it.

The dipolar angular redistribution was implemented without the use of redistribution functions, but microscopically, following the detailed descriptions of former codes (cf. Zheng & Miralda-Escudé 2002; and Dijkstra & Haiman 2005a). The necessity of using this more physical redistribution is particularly important for expanding shells (see Sect. 5).

2.3.2. Dust scattering and absorption

During its travel in an astrophysical medium, the Ly α photon will diffuse on H atoms, but it can also interact with dust: it can either be scattered or absorbed. The dust cross-section σ_d

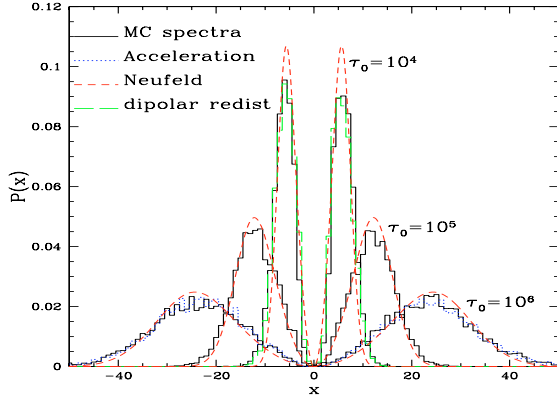


Fig. 1. Predicted emergent Ly α profiles for monochromatic line radiation emitted in a dust-free slab of different optical depths (solid lines) compared with analytic solutions from Neufeld (1990, dashed). The dotted blue curve shows the line profile obtained using a frequency redistribution function, which skips a large number of resonant core scatterings. The adopted conditions of the medium are: $T = 10$ K (i.e. $a = 1.5 \times 10^{-2}$) and $\tau_0 = 10^4, 10^5, 10^6$ from top to bottom. The green long-dashed curve, obtained with a dipolar angular redistribution, overlaps perfectly the black solid line obtained with the isotropic angular redistribution function, illustrating the fact that in static media, isotropy is a very good approximation.

is composed of an absorption cross-section σ_a , and a scattering cross-section σ_s

$$\sigma_d = \sigma_a + \sigma_s \quad (10)$$

where $\sigma_{a,s} = \pi d^2 Q_{a,s}$, with d the typical dust grain size that will affect Ly α photons, and $Q_{a,s}$ the absorption/scattering efficiency. At UV wavelengths the two processes are equally likely, $Q_a \approx Q_s \approx 1$, so the dust albedo $A = Q_s/(Q_a + Q_s)$ is around 0.5: half of the photons interacting with dust will be lost, and half will be re-emitted in the Ly α line.

We assume that the dust density n_d is proportional to the neutral H density in each cell

$$n_d = n_H \times \frac{m_H}{m_d} \frac{M_d}{M_H}, \quad (11)$$

where m_d is the grain mass and m_H the proton mass. The relevant quantity, τ_d given just below, is described by one free parameter, the dust to gas ratio $\frac{M_d}{M_H}$ assuming $d = 10^{-6}$ cm and $m_d = 3 \times 10^{-17}$ g. The total (absorption + scattering) dust optical depth seen by a Ly α photon is then:

$$\tau_d = \tau_a + \tau_s = \int_0^s \sigma_d n_d(s) ds. \quad (12)$$

The relation between the dust absorption optical depth at Ly α wavelength $\tau_a = (1 - A)\tau_d$ and the colour excess E_{B-V} is given by

$$E_{B-V} = 1.086 \frac{A_V}{A_{1216} R} \tau_a \approx (0.06 \dots 0.11) \tau_a \quad (13)$$

where A_V and A_{1216} is the extinction in the V band and at 1216 Å, and R the total-to-selective extinction. The lower numerical value corresponds to a Calzetti et al. (2000) attenuation law for starbursts, the higher to the Galactic extinction law from Seaton (1979).

2.4. Monte Carlo radiation transfer

For each photon source we emit photons one by one and follow each photon until escape from our simulation box or absorption by dust. Let us now describe one photon's travel.

2.4.1. Initial emission

The emission of a photon is characterised by an emission frequency and direction. The frequency ν (here in the “external”, i.e. observer's frame) samples the source spectrum usually representing the Ly α line emission and/or UV continuum photons. For media with constant temperature, ν or more precisely the emission frequency shift from the line centre, is conveniently expressed in Doppler units, i.e. $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ (cf. Eq. (4)).

We assume that the source emission is isotropic (in the local co-moving frame, if the considered geometry is not static). Thus the emission direction, described by the two angles θ and ϕ , is randomly selected from

$$\theta = \cos^{-1}(2\xi_1 - 1) \quad (14)$$

$$\phi = 2\pi\xi_2 \quad (15)$$

where $\xi_{1,2}$ are random numbers¹, $0 \leq \xi_{1,2} < 1$. The photon travels in this direction until it undergoes an interaction. In moving media, the photon frequency in the external frame is evaluated by a Lorentz transformation.

2.4.2. Location of interaction

The location of interaction is determined as follows. The optical depth, τ_{int} , that the photon will travel is determined by sampling the interaction probability distribution $P(\tau) = 1 - e^{-\tau}$ by setting

$$\tau_{\text{int}} = -\ln(1 - \xi) \quad (16)$$

where ξ is another random number.

We sum the optical depth τ along the photon path s

$$\tau(s) = \tau_x(s) + \tau_d(s), \quad (17)$$

and we determine the length s corresponding to $\tau(s) = \tau_{\text{int}}$. We calculate the coordinates corresponding to a trip of length s in the direction (θ, ϕ) starting from the emission point. This is the location of interaction. Now, we have to compute whether the Ly α photon interacts with a dust grain or a hydrogen atom.

2.4.3. Interaction with H or dust?

The probability of being scattered by a hydrogen atom is given by

$$P_H(x) = \frac{n_H \sigma_H(x)}{n_H \sigma_H(x) + n_d \sigma_d}, \quad (18)$$

where $\sigma_H(x) = f_{12} \frac{\pi e^2}{m_e c \Delta\nu_D} H(x, a)$ is the hydrogen cross section for a Ly α photon of frequency x . We generate a random number $0 \leq \xi < 1$ and compare it to P_H : if $\xi < P_H$, the photon interacts with H, otherwise it is scattered or absorbed by dust.

¹ The random numbers generator used in the code is the ran function from Numerical Recipes in Fortran 90 (Chap. B7, p. 1142).

2.4.4. Scattering on H atoms

When the photon is absorbed by an H atom, how will it be reemitted? We first convert the frequency in the external (observers) frame, ν_{ext} , to the comoving frequency of the fluid, ν_{int} , with a Lorentz transformation

$$\nu_{\text{int}} = \nu_{\text{ext}} \left(1 - \frac{\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{V}}{c} \right), \quad (19)$$

where $\mathbf{k}_i$ is the photon direction and $\mathbf{V}$ the macroscopic/bulk velocity of the H atoms. As already mentioned above, we assume partially coherent scattering and either isotropic or dipolar angular redistribution. After scattering, the new frequency is again converted back to the external frame.

2.4.5. Dust scattering and absorption

When the photon interacts with dust, we generate a random number $0 \leq \xi < 1$ determining whether it is absorbed or scattered. In practice, if $\xi < A = Q_s/(Q_a + Q_s)$, the photon is scattered by dust and simply reemitted coherently. Otherwise the photon is absorbed by dust and is considered lost for the present simulation. For the same reasons already discussed above (Sect. 2.3.1), we currently assume that dust scattering is isotropic, but other angular distributions (e.g. Henyey-Greenstein functions) can easily be implemented.

2.4.6. Output

The preceding scheme is repeated until the photon escapes the simulation volume or undergoes a dust absorption. Then, we store all the information concerning this photon in a matrix and start with the next photon. This procedure is repeated for all photons and all emission sources. Finally all the desired results, such as spatially integrated line profiles, monochromatic or integrated Ly α images, surface brightness contours for any given line of sight, and spatial resolution, etc. are computed from this output matrix. For reasons of symmetry and to maximise the numerical efficiency, all the spectra presented hereafter are integrated spectra over all directions, except if mentioned otherwise (cf. Fig. 11).

3. Validation of the code and examination of simple geometrical configurations

To validate/test our code and to gain insight into basic properties of the Ly α radiation transfer we computed a large number of simulations for geometrical setups discussed previously in the literature: slabs, expanding/infalling halos, expanding shells that we present in details hereafter, and disk-like configurations which agree perfectly with Richling et al. (2003).

We consider various input spectra (i.e. the intrinsic emission line profile and possible continuum emission), especially the limiting cases of a pure monochromatic (i.e. line) radiation. Both cases with or without dust are considered. The case of a source emitting a pure continuum in a plane-parallel slab with and without dust is discussed in Sect. 4.

3.1. Homogeneous slab

The best-studied case is that of a plane-parallel homogeneous slab, for which analytic solutions of the Ly α transfer problem have been derived and discussed in depth by Neufeld (1990). For

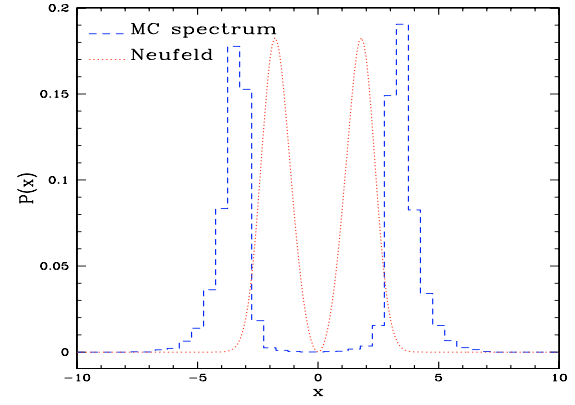


Fig. 2. Same as Fig. 1 for a slab of small optical depth ($\tau_0 = 10^4$) and high temperature $T = 10^4$ K ($a = 4.7 \times 10^{-4}$), illustrating the deviation from the analytic solution of Neufeld (1990) due to the more complete treatment of the line absorption profile (see text).

a given source position and input spectrum, the main physical quantities determining the output spectrum are the temperature of the medium and its optical depth, whatever the angular redistribution. Note that in this section, all profiles were obtained using isotropic angular redistribution, except if the contrary is specified.

3.1.1. Monochromatic radiation, no dust

As a first test we simulate a dust-free slab with a central plane source emitting Ly α photons in the line centre (i.e. $\nu_0 = 2.46 \times 10^{15}$ Hz or equivalently $x = 0$). We choose $T = 10$ K (i.e. $a = 1.5 \times 10^{-2}$) and vary the optical depth in the line centre, $\tau_0 = 10^4, 10^5, 10^6$, to be in the validity range of Neufeld's analytic solution assuming a power-law absorption profile (Eq. (6)): a very optically thick slab, where $a\tau_0 > (a\tau_0)_{\text{crit}}$ (cf. below). In this case the emergent Ly α line profile is given by (see Neufeld 1990, Eq. (2.24)):

$$J(\tau_0, x) = \frac{\sqrt{6}}{24\sqrt{\pi}} \frac{x^2}{a\tau_0} \frac{1}{\cosh \left[\sqrt{\pi^3/54} (|x^3|/a\tau_0) \right]}. \quad (20)$$

As shown in Fig. 1, our spectra are in perfect agreement with Neufeld's predictions². The spectra are double-peaked and symmetric around $x = 0$. The peak frequency x_p reflects the physical properties of the neutral medium

$$x_p \approx \pm 0.88(a\tau_0)^{1/3}. \quad (21)$$

As expected, the more optically thick the medium is, the more the peaks are separated. The width of the peaks becomes larger with higher τ_0 . In Fig. 1 we also show that computations using our acceleration method (cf. Sect. 2.3.1) yield excellent agreement.

For higher temperature, i.e. smaller a (see Fig. 2), our spectrum differs from the analytic solution of Neufeld (1990), as also noticed by Ahn et al. (2001) and Zheng & Miralda-Escudé (2002). This is due to the simplified assumption of a power-law line profile in the wings, which Neufeld (1990) assumes to be valid for the entire absorption line profile H (cf. Sect. 2.3.1).

² As already mentioned above, our definition of τ_0 , the monochromatic line optical depth at $x = 0$ (line centre), differs from Neufeld's definition of τ_0^{Neuf} which is the total, i.e. frequency-integrated, Ly α optical depth. One has: $\tau_0^{\text{Neuf}} = \tau_0 \sqrt{\pi}$.

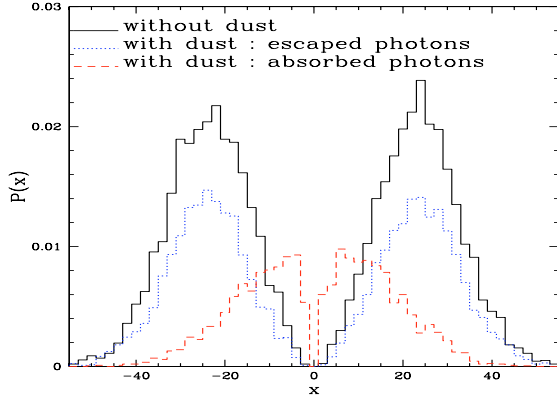


Fig. 3. Predicted emergent Ly α profiles for monochromatic line radiation emitted in a slab of optical depth $\tau_0 = 10^6$, $T = 10$ K, and $\tau_a = 10^{-3}$ and 0. The solid black line shows the emergent profile without dust and the blue dotted line the one with dust. The red dashed line shows the (unobservable) spectrum of the photons that have been absorbed by dust. The effect of dust seems “grey” on the emergent line profile because τ_{dust} is very weak. For greater τ_{dust} , the inner part of the peaks is destroyed.

As a consequence, our peaks are more separated and less symmetric than expected from Neufeld’s calculation. This is due to the fact that Neufeld’s approximation of H underestimates the absorption probability in the core, such that photons escape more easily than in the real case, and their mean escape frequency remains closer to the line centre.

For Neufeld’s analytical solution, based on the assumption that $H(x, a) \approx \frac{a}{\sqrt{\pi}x^2}$ as in Lorentz wings, to be valid, a minimum criterium is that the optical depth at frequency x_c corresponding to the transition between core and wings is larger than 1. Otherwise, most of the Ly α photons will escape from the core where Neufeld’s approximation is not valid. In practice, since $\tau_{\text{crit}} = \tau(x_c) = 1$ corresponds to $(a\tau_0)_{\text{crit}} = \sqrt{\pi}x_c^2$, the analytic solutions of Neufeld (1990) are valid only for sufficiently large optical depths, i.e. for $a\tau_0 > (a\tau_0)_{\text{crit}}$.

3.1.2. Monochromatic radiation and dust

We now include dust in the slab and examine its effect on line profiles and on Ly α photon destruction.

As illustrated in Fig. 3, the presence of dust absorption reduces the total Ly α intensity. For the case of monochromatic radiation with the very small amount of dust shown here, the shape of the emergent Ly α profile remains basically unchanged by dust. However, with increasing τ_{dust} , the inner parts of the emission peaks are destroyed. Although not an observable, we also plot the spectrum of the absorbed photons (Fig. 3). As expected, it is symmetric with respect to the line centre: it presents two peaks, closer to the line centre than those of the emergent profile. To understand these features, we have to take two competing effects into account, (i) the large number of scatterings that photons undergo in the line core, favouring a potential interaction with dust; but also (ii) the low probability of interacting with dust in the presence of the very strong HI absorption cross section close to the line core. The probability of interacting with H is indeed around unity in the core since

$$P_H(x=0) = \frac{\sigma_H(0)}{\sigma_H(0) + \frac{m_H}{n_d} \frac{M_d}{M_H} \sigma_d} \approx \left[1 + c' T_4^{1/2} \frac{M_d}{M_H} \right]^{-1}, \quad (22)$$

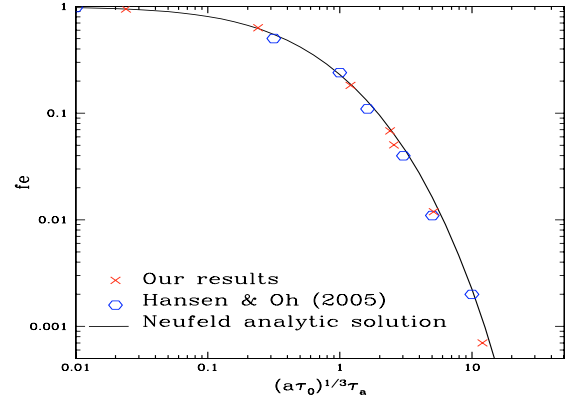


Fig. 4. Escape fraction f_e for Ly α line photons emitted monochromatically in a dusty slab as a function of $(a\tau_0)^{1/3} \tau_a$. The excellent agreement between our simulation (crosses), the computations of Hansen & Oh (2006), and the approximate analytical solution of Neufeld (1990) given by Eq. (23) is shown.

with $c' = 3.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1/2}$ for the dust parameters adopted here. Therefore none of the photons are absorbed by dust in the very centre of the line. The peaks are located where the probability of interacting with H is lower (for $|x| < x_c$) but where the number of interactions (which ultimately increases the chances for dust absorption or scattering) is still high, i.e. on both sides of the line core.

For an optically thick slab ($a\tau_0 > 10^3$), Neufeld (1990) gave an analytic solution for determining the escape fraction, i.e. the ratio between the number of photons that escape the medium and the total number of emitted photons. This escape fraction f_e depends on the combination $(a\tau_0)^{1/3} \tau_a$, where τ_a is the optical depth of absorption from the centre to the surface of the slab, i.e. $\tau_a = \tau_d/2$ here since we consider a dust albedo $A \sim 0.5$. For a central source and in the limit $(a\tau_0)^{1/3} \gg \tau_a$, Neufeld (1990, his Eq. (4.43)) has derived an approximate expression for f_e , which, in our notation, is

$$f_e = 1 / \cosh \left[\frac{\sqrt{3}}{\pi^{5/12} \zeta} \left[(a\tau_0)^{1/3} \tau_a \right]^{1/2} \right] \quad (23)$$

where $\zeta \approx 0.525$ is a fitting parameter. In Fig. 4, we compare our results with this analytical curve and with the results from the Monte-Carlo simulations of Hansen & Oh (2006). Our results agree well with both of them.

3.1.3. Continuous input spectrum

The case of a source emitting a pure continuum in a plane parallel slab with and without dust is discussed in Sect. 4.

3.2. Expanding/infalling halos

We now simulate spherical clouds (“halos”) of uniform density that are not only static, but also expanding or collapsing. An isotropic Ly α source is either located at the centre of the sphere, or uniformly distributed over the whole volume. In this section, the angular redistribution considered is isotropic, after verification that the emergent profiles are very similar, even in the cases with motion.

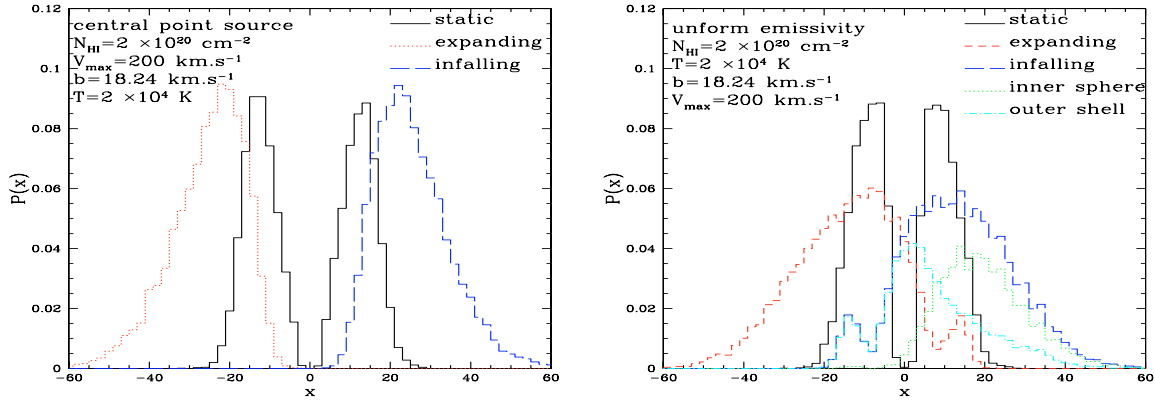


Fig. 5. Predicted Ly α profiles of an isotropic and monochromatic source in uniform and isothermal spherical halos with a centre-to-edge column density of $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ and $T = 20\,000 \text{ K}$ (i.e. $b = 18.24 \text{ km s}^{-1}$). Black solid lines show the Ly α profiles for a static halo, red short-dashed lines the expanding case with $V_{\text{max}} = 200 \text{ km s}^{-1}$, and blue long-dashed the infall case (same V_{max}). *Left:* central point source. *Right:* uniform emissivity. In the right panel, the “infalling” spectrum has been decomposed in two components: the emergent spectrum from an “inner part” (the inner 50% of the volume), resembling that from a halo with a central source, and the one from the “external part” akin to the spectrum from an expanding shell where photons do not undergo backscatterings (cf. Fig. 12).

3.2.1. Monochromatic source

We first chose the same physical conditions as Zheng & Miralda-Escudé (2002) and performed a run with a column density measured from the centre to the edge of the cloud $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, corresponding to a line-centre optical depth $\tau_0 = 8.3 \times 10^6$ and a temperature of $2 \times 10^4 \text{ K}$. The velocity field is a Hubble-type flow, $V(r) = \pm V_{\text{max}} r/R_{\text{max}}$, with $V_{\text{max}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ at the outer radius R_{max} of the halo, and the positive (negative) sign corresponding to the expanding (infalling) halo. Our results, shown in Fig. 5, are in good agreement with those of Zheng & Miralda-Escudé (2002). For static halos, the same characteristic double-peak profile as for the static slab (cf. Fig. 1) are obtained both for a uniform emissivity or for a central point source. As shown by Dijkstra & Haiman (2005a), the position of the peaks shows the same dependence as for the static slab (Eq. (21)), but is given by $x_p = \pm 1.06(a\tau_0)^{1/3}$ for $a\tau_0 > 10^3$.

The Ly α line profiles from an expanding or infalling halo are perfectly symmetric to each other (Fig. 5). Expanding halos present a red peak, whereas infalling halos have a blue one. Halos with a uniform emissivity (right panel in Fig. 5) show 1) broader lines; 2) emission extending on both sides; and 3) a secondary peak on the blue (red) side for the expanding (infalling) halo. The last feature is not visible in the plots of Zheng & Miralda-Escudé (2002), but their resolution may be too low. However, the results of Dijkstra & Haiman (2005a) show this secondary peak. We now briefly discuss the origin of these features.

Why are single peaks formed in expanding/infalling media with a central point source emitting monochromatic radiation at the Ly α line centre? The reason is simple. The probability of escaping the medium for a photon at line centre is $e^{-\tau_0}$, i.e. close to zero for both cases shown here. As an expanding halo contains atoms with velocities $v(r)$ from 0 to V_{max} , all photons in the frequency range $x = [0, V_{\text{max}}/b \sim 11]$ will be seen *in the line centre* by atoms of the corresponding velocity and are thus “blocked”. Therefore the only possibility of escaping is to be shifted to the red side. The symmetry of the double-peak profile of the static case is “broken” in this way and transformed to a red peak for an expanding halo.

The increased line width in the case of a spatially uniform emissivity (1) and the presence of photons on both the red and

blue sides (2) is due to the fact that the intrinsic line emission (assumed at $x = 0$ in the atom’s frame) already spreads over all frequencies from $x = -V_{\text{max}}/b$ to $+V_{\text{max}}/b$ in the external (observer’s) restframe. Radiation transfer effects further redistribute the photons in the wings. In fact, for the expanding halo, photons emerging with $x > V_{\text{max}}/b$ (i.e. very blue ones) correspond to photons emitted close to the halo edge on the approaching side, which have been further redshifted by diffusion away from the line centre (at $x \sim +V_{\text{max}}/b$ in the observers frame). This also naturally produces the local minimum observed at this frequency, which separates the secondary peak from the main one (point 3 above). This is easily verified by plotting e.g. the contributions from photons emitted in the “external” parts (i.e. close to the edge) and from “internal” regions, as shown in the right panel of Fig. 5. We chose as an inner/outer limit the radius that corresponds to an inner sphere and an outer shell of the same volume. Therefore the location of this minimum is a measure of the external velocity of the halo, as already noticed by Dijkstra & Haiman (2005a), at least for velocities $V_{\text{max}} \lesssim 360 \text{ km s}^{-1}$ beyond which the two peaks start to overlap.

With Figs. 6 and 7, we investigate how the emergent lines depend on the column density and velocity gradient. When N_{H} increases, the emission peak is shifted away from line centre and broadens out for both cases (central point source and uniform emissivity). In fact, the optical depth at line centre increases with N_{H} , so Ly α photons have to diffuse far out in the wings to escape. From the right panel of Fig. 6 we note that the location of the flux minimum between the two peaks remains constant quite independently of N_{H} . The behaviour for different velocity gradients, first discussed by Wehrse & Peraiah (1979), is the following (cf. Fig. 7): from $V_{\text{max}} = 20$ to 200 km s^{-1} one goes from a nearly static case (i.e. double peaks) to a broad asymmetric line, whose peak position is progressively displaced redwards. Above a certain value of the velocity gradient (or equivalently V_{max}), the peak position moves back closer to line centre as the medium becomes more “transparent” there, given the finite and constant column density. In either case, the extent of the red wing continues to increase with increasing V_{max} . Qualitatively, the simulations shown in Figs. 6 and 7 resemble those of a cosmological Hubble flow (cf. Loeb & Rybicki 1999), although they are modified by a finite outer boundary. For test purposes we also compared the surface brightness profiles with the results of Zheng & Miralda-Escudé (2002) and find good agreement.

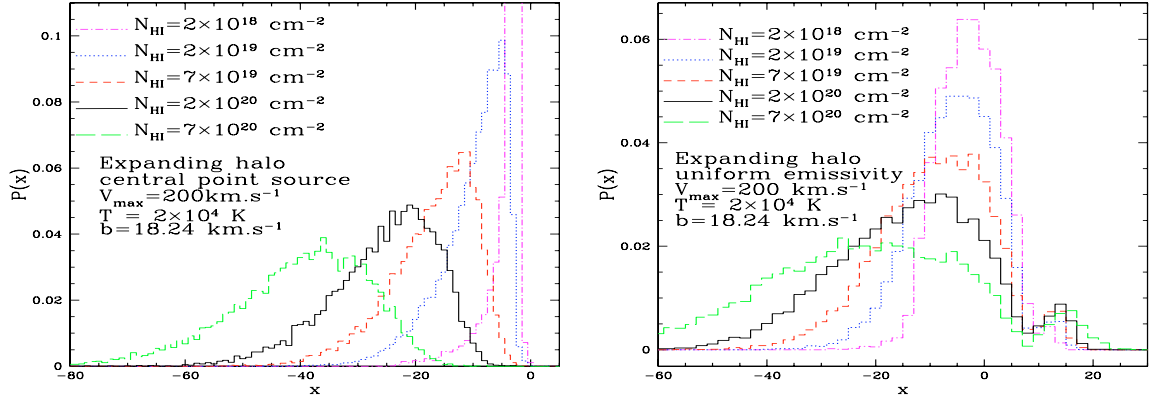


Fig. 6. Predicted Ly α profiles of an isotropic and monochromatic source in uniform and isothermal spherically expanding halos with varying column density ($N_{\text{H}} = 2 \times 10^{18}$ to $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ as indicated in the figure), and other parameters fixed to $T = 20\,000 \text{ K}$ (i.e. $b = 18.24 \text{ km s}^{-1}$) and $V_{\text{max}} = 200 \text{ km s}^{-1}$. *Left:* central point source. *Right:* uniform emissivity.

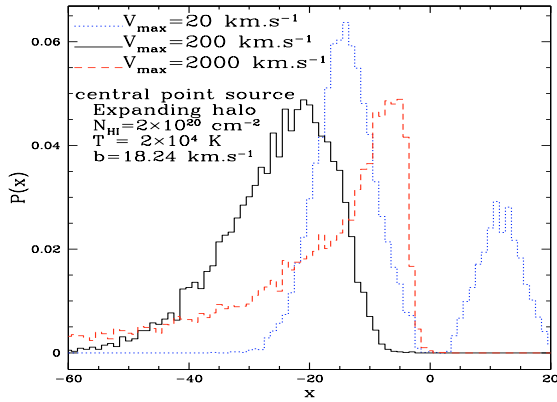


Fig. 7. Predicted Ly α profiles from an expanding halo with a central monochromatic source and varying velocity gradients ($V_{\text{max}} = 20, 200,$ and 2000 km s^{-1}) for $T = 20\,000 \text{ K}$ (i.e. $b = 18.24 \text{ km s}^{-1}$) and $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$.

3.2.2. Continuous input spectrum plus a line and dust

Considering a source spectrum with a pure continuum and varying amounts of dust yields the following for the same conditions as considered above (see Fig. 8). Due to the scattering nature of Ly α , the continuum photons are removed from line centre and redistributed in the wings leading to a P-Cygni type profile with a red emission and blue absorption in the expanding medium, and an inverted P-Cygni profile in the infalling case. In other words, a flat source spectrum can result in a complex line profile.

The peak is located at the same frequency as in the monochromatic case with identical physical conditions, and the absorption feature is around $x = V_{\text{max}}/b$. Again its location indicates the external velocity of the medium. The emission peak is broader for uniform emissivity than for a central point source, as already discussed in the monochromatic case, whereas the absorption feature behaves inversely. The latter behaviour is due to a partial “replenishment” of the absorption feature by the “secondary peak” discussed above for the monochromatic radiation. Also shown in Fig. 8 is how the presence of dust changes the observed line profile: as dust absorption is efficient in the wings close to (but not at) line centre (cf. Sect. 3.1.2), it easily suppresses the emission peak and broadens the absorption feature leading to an asymmetric absorption profile with a more strongly damped red (blue) wing for an infalling (expanding) halo.

Far from the line centre, the escape fraction, i.e. the ratio between the number of photons that escape the medium in one frequency bin and the number of photons emitted in this frequency bin, follows the expected exponential law $f_e = e^{-\tau_a}$, where τ_a is the dust absorption optical depth. Indeed, when the influence of hydrogen scattering becomes negligible, photons are absorbed by dust with the probability $P = 1 - e^{-\tau_a}$.

To illustrate the variety of line profiles predicted for various intrinsic line strengths, we show the case of an expanding halo with uniform emissivity in Fig. 9. As seen from this figure, a family of line profiles with intermediate cases between a pure continuum (cf. Fig. 8) and pure line emission (Fig. 5) are obtained with increasing intrinsic Ly α equivalent width $W(\text{Ly}\alpha)$. Note that for a sufficiently large $W(\text{Ly}\alpha)$ the secondary peak again becomes visible. Remember that for the case of opposite movement, i.e. infalling, the predicted spectrum is identical except for a change of red and blue frequencies (i.e. change x to $-x$).

Overall, as we have seen, there are several degeneracies that make it difficult, if not impossible, to determine physical parameters such as N_{H} and V_{max} for cases of expanding or infalling halos. This is in particular complicated by the lack of a priori knowledge of the spatial distribution of the emissivity and of the precise velocity field. For a sufficiently extended Ly α emissivity, it may be possible to determine the outer velocity, V_{max} , from a local minimum of the flux in the blue part of the line profile, as already pointed out by Dijkstra & Haiman (2005a). However, detecting this feature would require a fairly high signal-to-noise ratio. Furthermore, this blue side of the Ly α profile may be altered by the intervening the IGM absorption components at slightly lower redshifts.

4. Formation of damped Ly α absorption profiles

As damped Ly α profiles are frequently observed and pure Voigt absorption line profiles often used to fit components of Ly α , it is useful to examine under which conditions actually pure (damped or non-damped) Ly α absorption line profiles are expected.

To illustrate this point and the non-trivial problem of Ly α radiation transfer effects, we show the predicted spectrum around Ly α in Fig. 10 for an infinite slab illuminated uniformly in the central plane by a pure continuum source. From the discussion of the previous cases, it is indeed not surprising to find a double-peaked emission profile with a deep central absorption, as shown for the case without dust. Adding already quite small amounts of

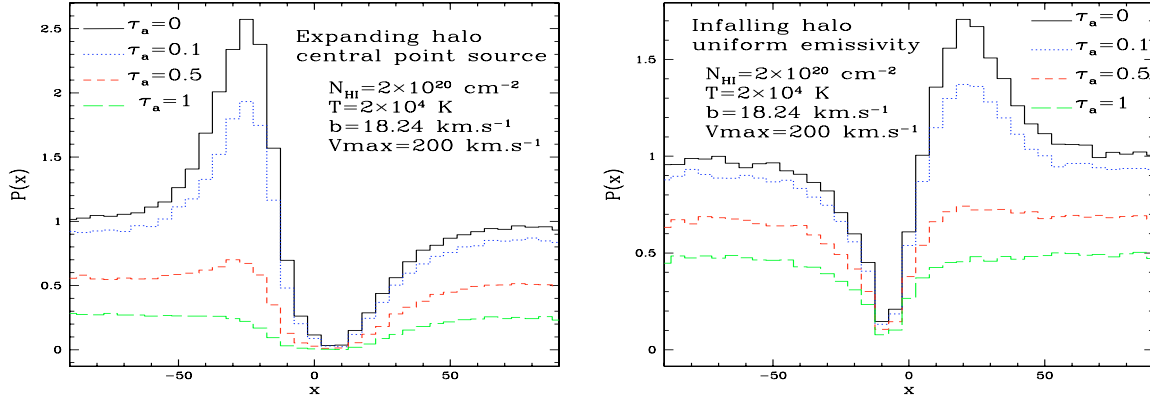


Fig. 8. *Left:* line profiles for an expanding halo with a central monochromatic source showing the variety of profiles from P-Cygni to somewhat asymmetric damped profiles. *Right:* infalling halo with a uniformly distributed emissivity showing profiles from inverted P-Cygni to narrower absorption. In both panels the adopted conditions are the following: $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $T = 20\,000 \text{ K}$, and $V_{\text{max}} = 200 \text{ km s}^{-1}$. The line profiles are shown for dust amounts corresponding to: $(M_{\text{d}}/M_{\text{H}}, \tau_{\text{a}}) = (0, 0), (8 \times 10^{-4}, 0.1), (4 \times 10^{-3}, 0.5), (8 \times 10^{-3}, 1)$.

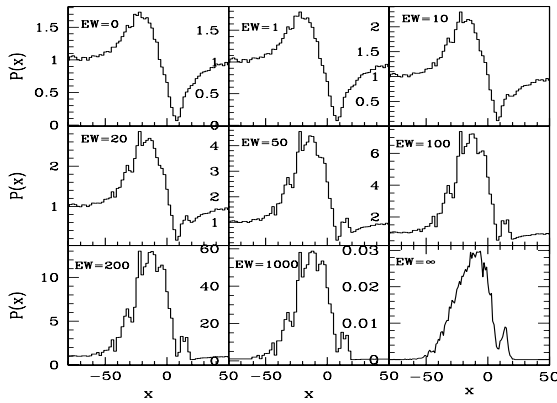


Fig. 9. Predicted Ly α line profiles from an expanding halo with uniformly distributed sources emitting a flat continuum plus a monochromatic line (at Ly α line centre) with different equivalent widths. The physical conditions in the halo are: $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $T = 2 \times 10^4 \text{ K}$, $V_{\text{max}} = 200 \text{ km s}^{-1}$, and no dust. The Ly α line equivalent width, given in units of the Doppler width Δv_{D} , increases from 0 to ∞ from the top-left corner to the bottom-right.

dust allows one to destroy the emission peaks and to create *Voigt-like* absorption profiles, as also shown in Fig. 10. All these profiles can be seen as the sum of two components: first photons that have not undergone any interaction in the slab leading to a Voigt profile, added to the usual double-peaked profile arising from photons that scattered in the slab. The latter one becomes less significant when the amount of dust increases (for a fixed N_{H}) and/or when N_{H} increases (for a fixed dust-to-gas ratio); hence, the resulting profile approaches a Voigt profile. However, one should notice that the column density derived from Voigt-profile fitting to these predicted profiles can be several times lower than the “true” column density in the simulation. For example, for the dustiest simulation from Fig. 10, the Voigt profile yields a good fit (in the sense of a reduced $\chi^2 \sim 1.02$), and the best-fit column density is a factor ~ 3.1 lower than the “true” input value.

The reason for this apparently “strange” behaviour is simply that the predicted spectrum is computed here from all the emergent photons integrated over the whole object and over all emergent directions; i.e. it corresponds to an integrated spectrum of a symmetric object (e.g. the sphere with a central source) or of a sufficiently extended “screen” between us and the source. In this case we include all photons, some of which have undergone

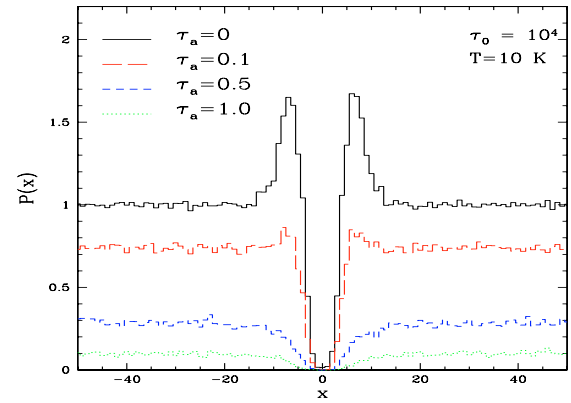


Fig. 10. Emergent Ly α profiles for varying amounts of dust predicted for a slab with an isotropic source in the centre emitting a flat continuum. The conditions of the medium are: $\tau_0 = 10^4$, $T = 10 \text{ K}$. In this static configuration, the two angular redistributions are equivalent; spectra have been obtained with the isotropic redistribution. The line profiles are shown for absorption dust optical depths of $\tau_a = 0$ (no dust), 0.1, 0.5, 1, from top to bottom. Note the double-peak profile plus central absorption characteristic of a static medium for no dust. Small amounts of dust are already able to suppress the peaks, thereby leading to Voigt-like profiles. However, in such geometrical configurations, classical Voigt-profile fitting will underestimate the true HI column density. See text for more explanations.

a complex scattering history before appearing to the observer. Therefore the double-peak characteristic of static media is unavoidable without dust, and the only way to “destroy” them is by adding dust. Considering different geometries such as a finite slab, or a sphere of the same centre-to-edge optical depth and same temperature yields exactly the same line profiles as the infinite slab.

The “implicit” geometrical assumptions made above for the construction of an integrated spectrum are unlikely to be applicable to the typical damped Ly α systems (DLAs) observed in spectra of distant galaxies and quasars. These cases are realised better by a small (in angular size) intervening cloud between the background source and the observer, which basically diffuses all photons out of the line of sight. In other words, photons far from the line centre will simply travel freely through the cloud, but when the photon frequency x is close to the line centre, the probability of crossing the medium without interaction, $\exp(-\tau_0 H(x, a))$, is considerably reduced. Since photons that interact with the

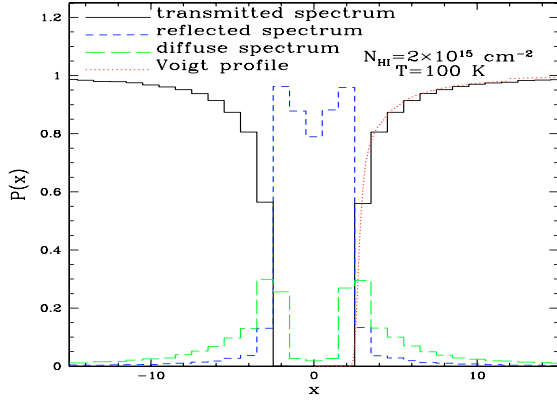


Fig. 11. Predicted Ly α profiles of the direct transmitted (black solid line), the reflected (blue short-dashed), and the diffuse (green dotted) radiation from a static slab illuminated perpendicularly by a distant background source with a flat continuum. The properties of the intervening slab are: $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $T = 100 \text{ K}$ (i.e. $b = 1.29 \text{ km s}^{-1}$). The directly, i.e. perpendicularly, transmitted flux yields the expected Voigt profile (red dotted line). The diffuse (scattered) light again shows the double-peak profile as the slab with a central source.

medium have basically no chance of being re-emitted along the same line of sight (compare the observer’s solid angle with 4π), they will be lost for the observer. Therefore the observed profile is simply that of a pure absorption line described by the Voigt absorption line profile, namely $I(x) = I_0 \exp(-\tau_0 H(x, a))$, reflecting the properties of the medium, i.e. the total column density and the temperature.

We simulated this configuration, and the resulting spectrum is presented in Fig. 11. We checked again that a spheric cloud or a slab perpendicular to the line of sight, with the same optical depth and temperature, lead exactly to the same observed spectrum. For reasons of calculation time, we considered a relatively low column density, $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. The temperature is set to $T = 100 \text{ K}$. As expected, the simulation is perfectly fitted by a theoretical Voigt profile. Also plotted on the same graph is the reflected spectrum, composed of photons that escaped the medium on the side they entered. Photons that are not “reflected”, i.e. backscattered to the source, will diffuse in the medium and finally escape after a large number of scatterings forming the “diffuse spectrum”. For obvious reasons, this spectrum presents the same shape as the emergent spectrum from a slab with an isotropic source in the centre, i.e. two symmetrical peaks. In dust-free cases with a flat incident continuum source, the transmitted spectrum will be the opposite of the reflected + diffuse spectrum, as all Ly α photons are conserved.

In short, to form purely symmetric Ly α absorption line profiles from a flat continuum source requires specific geometrical configurations allowing the photons to diffuse out of the line of sight. An alternative way to achieve these profiles, e.g. in an integrated spectrum of an embedded source, is by invoking the presence of dust, which destroys the double emission peaks otherwise present. However, in such a case the apparent column density derived from simple Voigt-profile fitting underestimates the true value of N_{H} due to radiation transfer effects.

5. Ly α transfer in expanding dust-free and dusty shells, revisited

There are numerous indications, both theoretically and observationally, of the presence of expanding shells and bubbles in starbursts. It is therefore important to simulate these geometrical

configurations to examine both qualitatively and quantitatively the diversity of Ly α line profiles and to gain basic insight into the physical processes shaping them.

Our model of an expanding homogeneous shell is described by the following parameters: an inner and outer radius R_{min} and R_{max} respectively, a uniform radial expansion velocity V_{exp} , the radial column density N_{H} , and a constant temperature T given by the Doppler b parameter (Eq. (3)). The interior of the shell is assumed to be empty, the isotropic Ly α /continuum emitting source located at the centre. In contrast to the geometrical configurations discussed earlier, emergent profiles from expanding shells are sensitive to the angular redistribution. Therefore the dipolar redistribution is taken into account to treat the Ly α radiation transfer consistently in this case, and all spectra shown in this section have been obtained using the dipolar redistribution in the code. The main parameters determining the Ly α photon escape, hence the line profile, are V_{exp} , N_{H} , b , and the dust-to-gas ratio $M_{\text{d}}/M_{\text{H}}$, as shown below. The precise values of the shell radii and thickness, setting the geometrical size and curvature, are secondary.

5.1. Monochromatic emission and dust-free shells

Here we examine the following cases. The academic cases of a source with monochromatic emission and shells both with and without dust. These first two cases are essential for understanding more realistic simulations allowing for arbitrary input spectra (including continuum and/or Ly α line emission), again dust-free or with dust, discussed subsequently.

5.1.1. Basic line profile formation mechanism

First we discuss the emergent Ly α spectrum from a dust-free expanding shell with the following parameters: $V_{\text{exp}} = 300 \text{ km s}^{-1}$, $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $b = 40 \text{ km s}^{-1}$ (i.e. $\tau_0 = 3.8 \times 10^6$), $R_{\text{min}} = 0.9R_{\text{max}}$, and $R_{\text{max}} = 1.17 \times 10^{19} \text{ cm}$. For monochromatic Ly α photons emitted at line centre, the resulting line profile is shown in the left panel of Fig. 12. Qualitatively, this line profile and others shown below exhibit the following characteristic features, marked on the figure and illustrated in the right panel:

1. an extended redshifted emission with one or two “bumps” (1a and 1b) and a red tail (1c) – all at $x < 0$ (i.e. red side of Ly α);
2. a smaller blue bump (at $x > 0$); and
3. an narrow emission peak at the line centre ($x = 0$).

Although we considered the same physical conditions as in Ahn et al. (2003, their Fig. 2), features 2) and 3) are not apparent in their simulations (cf. also Ahn 2004). However, these features are also found in the simulations of Hansen & Oh (2006), and the origin of all of them is well understood. To show so it is instructive to group the emergent photons and to distinguish the emergent line profiles according to the number of backscatterings they have undergone (see left panel in Fig. 12). A photon is said to “backscatter” when it travels across the empty interior before re-entering the shell at a different location³ (see right panel of Fig. 12). Note, that any such travel is counted as backscattering, irrespective of its precise direction/length. In particular this does not necessarily imply a hemisphere change for the photon.

Features 1a and 2: photons with zero backscattering. In this simulation all photons are emitted at line centre ($x = 0$)

³ This definition is equivalent to the one used by Ahn et al. (2003).

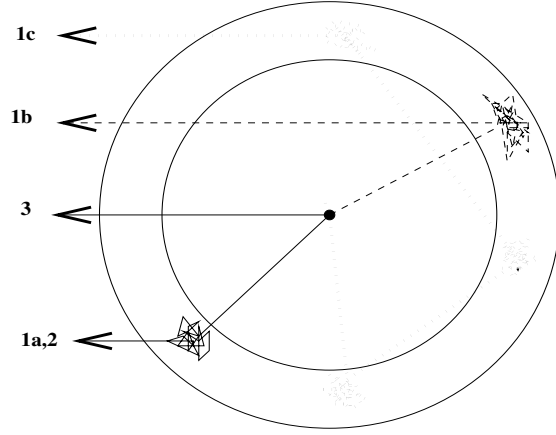
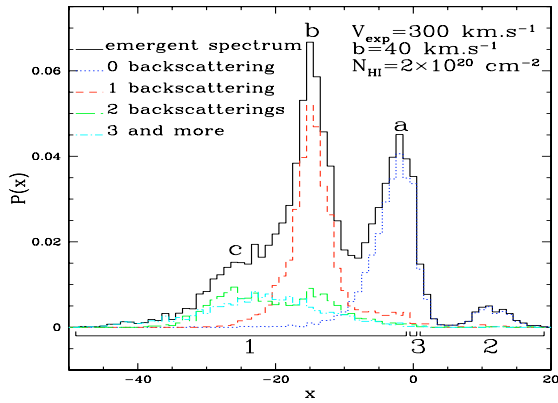


Fig. 12. *Left:* emergent Ly α profile from an expanding shell with central monochromatic source. The different shapes can be described with the number of back-scatterings that photons undergo: bumps 1a and 2 are built-up with photons that did not undergo any backscattering, the highest peak located at $x = -2V_{\text{exp}}/b$ (feature 1b) is composed of photons that undergo exactly one backscattering, and the red tail 1c is made of photons that undergo two or more backscatterings. See text for more details. *Right:* scheme of an expanding shell showing the origin of photons of different groups. The observer is on the left side, at infinity.

at the centre of the shell. Once a photon reaches the shell for the first time, it is seen as redshifted to $-x_{\text{CMF}}(V_{\text{exp}}) = -7.5$ by the H atoms (in the comoving frame, CMF). A fraction of the photons will diffuse progressively through the shell towards the exterior and escape without backscattering (left panel of Fig. 12). Their spectrum (marked as 0 backscattering) gives rise to an asymmetric double peak with a small blue component centred at $x_2 \sim 10$ (feature 2 above) from photons escaping the blue wing of Ly α in the (blueshifted) shell approaching the observer, and a somewhat redshifted stronger peak at $x_{1a} \sim -5$ (bump 1a above) corresponding to the photons escaping the red Ly α wing in the blueshifted shell. Qualitatively this part of the spectrum is equivalent to the spectrum of a slab with a constant, receding macroscopic velocity with respect to the emitting source (see Neufeld 1990, Fig. 6).

Feature 3: direct escape. For sufficiently low column densities and/or high expansion velocities, a non-zero fraction of photons directly traverses the shell without interacting. This case appears with the probability $e^{-\tau_{\text{exp}}(0)}$, where $\tau_{\text{exp}}(x) = \tau(x - x(V_{\text{exp}}))$ is the reduced Ly α optical depth seen by a photon with observer's frequency x due to Doppler shift of V_{exp} . For the case discussed here, $\tau_{\text{exp}}(0) = \tau(-7.5) = 6.09$, so that 0.25% of the photons will escape without interacting. These photons give rise to feature 3 in the bin at $x_3 = 0$ labeled in Fig. 12. The importance of these direct photons increases, of course, with increasing V_{exp} and decreasing column density, as seen in Figs. 14 and 16. Before comparison with observed spectra, this peaked flux contribution must obviously be convolved with the instrumental resolution.

Features 1b and 1c: photons undergoing one or more backscatterings. Let us now examine the situation after one scattering in the expanding shell. After the first scattering the frequency distribution of the photons in the external frame is shown by the black solid line in Fig. 13. As the photons are initially seen by the atoms at the frequency $-x(V_{\text{exp}})$, i.e. in the wings, they are basically re-emitted at the same frequency in the atom's frame. Depending on their emission direction, this leads to a range of frequencies in the observer frame reaching from $x \sim -2x(V_{\text{exp}})$ to 0, with more photons re-emitted in the absorption direction (around $x \sim -2x(V_{\text{exp}})$) or in the opposite direction ($x \sim 0$) because of the dipolar angular redistribution (the frequency distribution for isotropic redistribution would be nearly

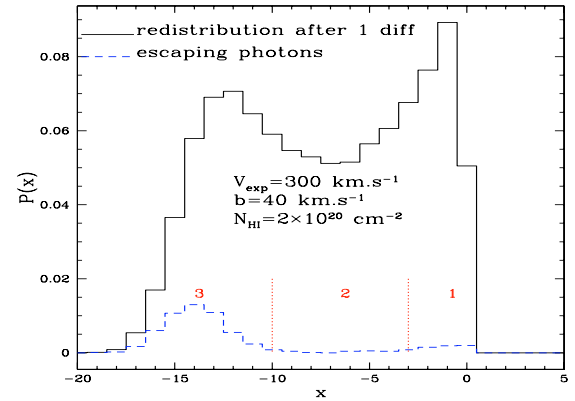


Fig. 13. Frequency distribution of the photons in the expanding shell after the first scattering. The black solid curve contains all photons, and the blue dotted one represents the histogram of photons which escaped after only one scattering. bf They form a bump around $x \sim -2x(V_{\text{exp}})$, which explains the appearance of feature 1b. See the text for more details.

a square profile over $x \sim [-2x(V_{\text{exp}}), 0]$). Which of these photons are now able to escape the medium after just one scattering is represented by the blue dotted histogram.

Overall, depending on their frequency being in one of the 3 spectral regions indicated in Fig. 13, the fate of the photons is as follows.

- *Frequency range 1:* photons with a frequency $x_{\text{obs}} \sim 0$ cannot escape the medium. They are emitted outward in the radial direction with a frequency too close to the line centre (in the atoms frame). Their escape probability is negligible.
- *Range 2:* around $x_{\text{obs}} \sim -7.5$, although their frequency is far from line centre, no photons escape the medium for geometrical reasons: their emission direction is perpendicular to the radial direction thus strongly increasing the geometrical path and the optical depth.
- *Range 3:* most of the photons escape with frequency $x_{\text{obs}} \lesssim -9$, since their frequency is very far from line centre, and their emission direction is convenient. They cross the inner part of the shell (backscattering), and when they arrive on the other side, the combination of their frequency and direction with the local macroscopic motion favours their

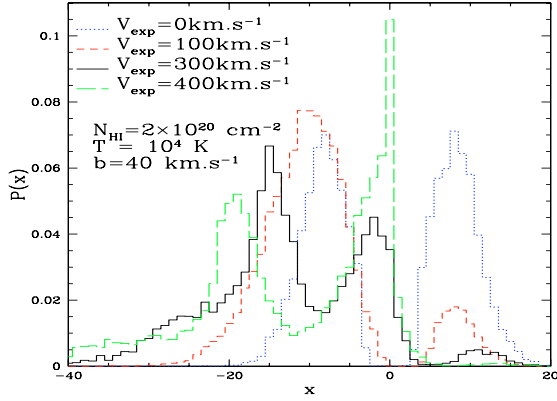


Fig. 14. Dependence on the expansion velocity of the predicted Ly α profiles from an expanding shell with a central monochromatic source.

escape. The frequency distribution function after one scattering shows that the number of photons re-emitted with a frequency $x < -2x(V_{\text{exp}})$ decreases very rapidly. Therefore the photons escaping after just one scattering already show a peak close to the frequency corresponding to twice the expansion velocity, so a peak of escaping photons centred at the frequency $x = -2x(V_{\text{exp}})$ appears.

Photons undergoing further scatterings will be absorbed again, and the escape of those re-emitted around $-2x(V_{\text{exp}})$ will be favoured again for same reasons. This explains why the most prominent feature (1b) in the red part is located at $x_{1b} \sim -2x(V_{\text{exp}})$, measuring therefore twice the shell velocity. Photons undergoing progressively more scatterings will show a broadening frequency distribution compared to the one after one scattering. The broadening of its red wing is responsible for the last feature (1c) made of photons escaping after 2 or more backscatterings.

5.1.2. Dependence on shell parameters

Another way to understand the different features of the emergent Ly α line profile of an expanding shell is by varying the parameters. Let us examine how the spectrum depends on the expansion velocity V_{exp} , on the thermal and turbulent velocities intervening in the Doppler parameter b , and on the column density N_{H} .

For increasing expansion velocities, and starting from the static case with a symmetric double-peak profile (cf. above and Eq. (B18) of Dijkstra & Haiman 2005a, for a static sphere), the imbalance between the red part and the blue part grows (see Fig. 14): progressively more photons escape from the red part of the line because atoms see them already redshifted at the first interaction. The probability of being re-emitted in the line core is then lower than the one of “remaining” in the wing, hence the growing asymmetry between red and blue. Note also the appearance of excess flux at line centre for the curve with the highest V_{exp} in Fig. 14. The appearance and strength of this feature ($x_3 = 0$, feature 3) is consistent with the increasing direct escape probability.

For a given b , the red part is a single peak, for low enough values of V_{exp} (e.g. $V_{\text{exp}} < 200 \text{ km s}^{-1}$ for $b = 40 \text{ km s}^{-1}$). In fact, the two contributions of photons undergoing zero and one backscattering are then too close to be distinguished, and the two corresponding red peaks (features 1a and 1b) are mixed. The same trend is found for high values of b , as shown in the left panel of Fig. 15. More precisely, predicted Ly α profiles from

an expanding shell present only one red peak for sufficiently small V_{exp}/b . With increasing V_{exp} or decreasing b , the blue part (feature 2) becomes very faint, and almost all photons escape in the red part, presenting two well-separated peaks. In all cases, and quite independent of b (cf. Fig. 15, left), the second and most prominent peak (feature 1b) traces twice the expansion velocity, as already discussed above. It is essentially composed of photons that undergo one backscattering, while the first peak (feature 1a) is made of photons undergoing no backscattering. Note, however, that in contrast to the appearance in this plot, the position of the main peak is independent of b in observed spectra, as illustrated in the right panel of Fig. 15. This is simply due to the definition of x , which depends on b .

Varying the column density (leaving the other parameters unchanged) has the following effects (see Fig. 16). First, the flux excess at $x_3 = 0$, i.e. the fraction of photons that can escape the shell without interacting, decreases exponentially with increasing N_{H} . Second, the relative size of the two red peaks (1a, 1b) changes: with increasing column density the first peak (feature 1a) decreases with respect to the second one (1b), whereas the red wing (1c) is enhanced, since the importance of backscattering increases. For sufficiently large N_{H} the first peak (1a) disappears completely, whereas the red tail (1c) becomes as large as the mean peak (1b).

In short, the imbalance between blue and red emission increases with increasing V_{exp}/b . The separation between the multiple peaks formed on the red side of the Ly α profile becomes progressively less clear (i.e. the peaks merge together) for lower expansion velocities, and/or higher temperature or turbulent velocities. For sufficiently large H I column densities ($N_{\text{H}} \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), the main red emission peak measures $2V_{\text{exp}}$ quite well.

5.2. Monochromatic emission and dusty shells

In Fig. 17 we present the influence of dust on the emergent spectrum from the expanding shell studied above (Fig. 12). When τ_a increases, the relative height of the two red peaks (features 1a and 1b) is reversed: the prominent peak is 1b in dust-free media, but 1a becomes as high as 1b when dust is present. In the most dusty cases, corresponding to a destruction of $\sim 93\%$ of Ly α photons, one notes a loss of photons from the blue bump (feature 2 in Fig. 12) and from the red tail (feature 1c in Fig. 12). This is easily understood as these features are composed of photons undergoing a very large number of scatterings, which increases their chance of being absorbed by dust. Qualitatively, our results show the same behaviour as the outflowing shell with holes or clumps modeled by Hansen & Oh (2006): strongly redshifted photons are suppressed by dust, whereas the spectral peaks are still visible. The result is a somewhat “sharpened” line profile. Although this overall “sharpening” trend is also found in the earlier simulations of Ahn (2004), our results differ quite strongly from theirs, as already mentioned above.

We now quantify the Ly α photon destruction by dust and its dependence on the shell and dust parameters. For illustration we have chosen similar conditions to those discussed by Ahn (2004), namely a shell with an inner and outer radius $R_{\text{min}} = 0.9R_{\text{max}}$, an expansion velocity $V_{\text{exp}} = 200 \text{ km s}^{-1}$, an H I column density between $N_{\text{H}} = 10^{19}$ and 10^{21} cm^{-2} , a Doppler parameter of $b = 20, 40$, and 80 km s^{-1} , and a monochromatic central point source. In contrast to Ahn (2004), we assume that there is no dust inside the bubble, i.e. at $R < R_{\text{min}}$, as most of the dust is probably destroyed there. Furthermore, the presence of

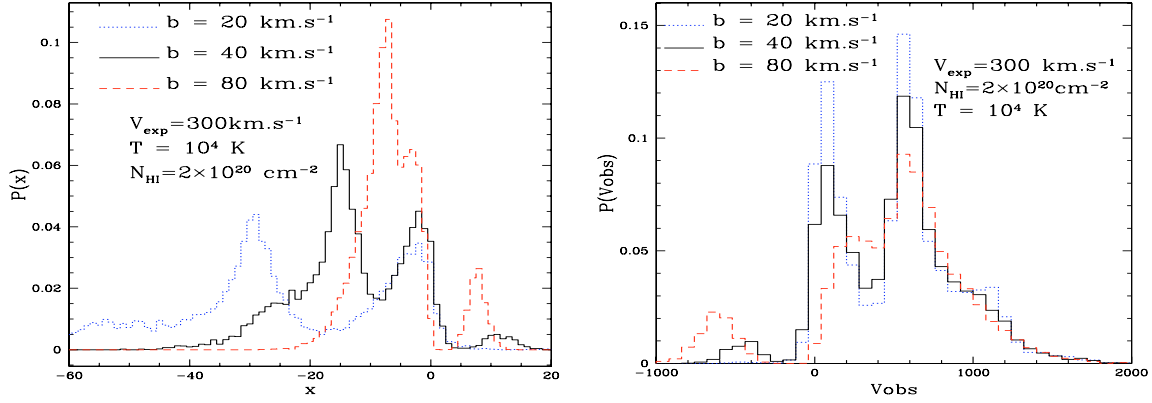


Fig. 15. Dependence on the Doppler parameter b of the predicted Ly α profiles from an expanding shell with a central monochromatic source. Because the characteristic unit of the Ly α radiative transfer problem, x , depends on the Doppler parameter b (cf. Eq. (4)), a variation in b will lead to a change in x , too. To compare cases with different b , we show the usual plot in x units but also a plot in velocity. *Left:* plot in Doppler units x , *Right:* plot in velocity along the line of sight v_{obs} .

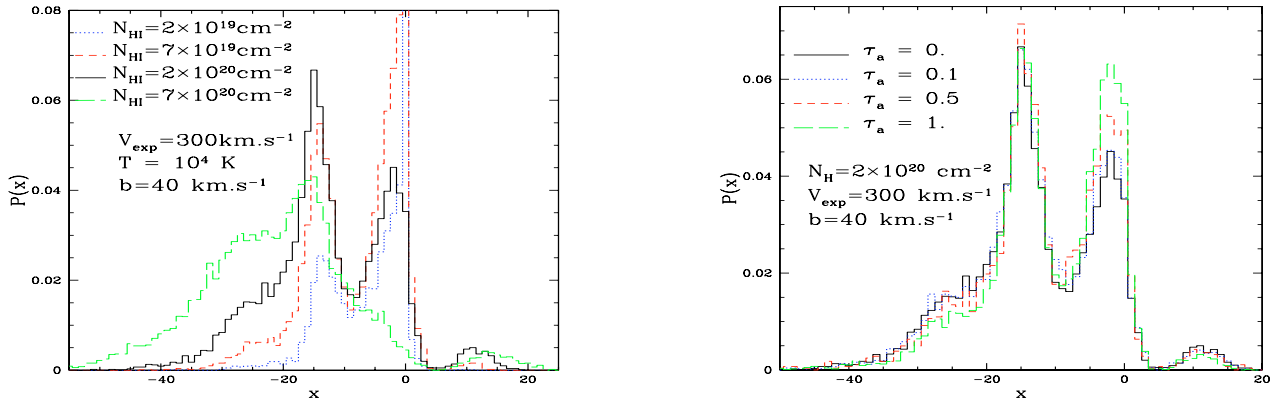


Fig. 16. Dependence on the column density of the predicted Ly α profiles from an expanding shell with a central monochromatic source.

dust inside the shell is not compatible with inferences from the empirical Calzetti attenuation law (see e.g. Gordon et al. 2003). The predicted Ly α escape fraction as a function of the dust absorption optical depth τ_a measuring, for a given N_H column density, different dust-to-gas amounts, is shown in Fig. 18.

As expected, the main dependence of the escape fraction f_e is on N_H and τ_a . Due to the multiple resonant scattering of Ly α photons on hydrogen and the concomitant increase in the photon path length, f_e is considerably lower than the simple dust absorption probability $\exp(-\tau_a)$, and the escape fraction decreases strongly with increasing N_H .

In an expanding shell, the Ly α photon destruction by dust also depends to some extent on the gas temperature (or on the Doppler parameter b), although in a somewhat “subtle” way as can be seen from Fig. 18. Indeed, for high column densities (here $N_H > 10^{20}$), f_e is found to depend little on b ; for intermediate values of $N_H \sim 10^{20}$, the escape fraction varies in a non-monotonous way with b ; and for lower N_H values, f_e decreases with increasing b . The last behaviour is opposite to the one in a static medium, where the escape fraction increases with b (cf. Fig. 4 or Eq. (23) with $a \propto b^{-1}$ and $\tau_0 \propto b^{-1}$). The reason for this inverted dependence is basically that, in an expanding shell, the quantity V_{exp}/b determines the frequency at which the initially emitted photons are seen by the atoms in the receding shell. For increasing b , V_{exp}/b decreases, so that photons reaching the shell are seen with a frequency closer to line centre. Hence they will diffuse more and will have a higher probability of being

Fig. 17. Predicted emergent Ly α profiles from an expanding shell with a monochromatic central source with a column density $N_H = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, an expansion velocity $V_{\text{exp}} = 300 \text{ km s}^{-1}$, a Doppler parameter $b = 40 \text{ km s}^{-1}$, and different dust absorption optical depths $\tau_a = 0., 0.1, 0.5$, and 1.0 . The area under each curve is normalised to unity, i.e. corrected for photon destruction by dust, to highlight the relatively minor line profile changes. The blue bump (2) and the red tail (1c) are destroyed more by dust than other features. Overall the profile is preserved, but somewhat “sharpened”.

absorbed by dust. In contrast, when b decreases, photons are seen in the wings, and their chance of interacting with dust decreases and so does f_e . When they are sufficiently far from line centre ($V_{\text{exp}}/b \gg x_c$, where x_c is some critical frequency), the shell becomes transparent in Ly α and the escape fraction approaches the minimum value given by the dust absorption probability $\exp(-\tau_a)$ (Fig. 18).

5.3. Dust-free and dusty shells with arbitrary source spectra

Now we present the emergent spectrum from an expanding shell when the input spectrum is a flat continuum and with different amounts of dust. The black solid line which represents the emergent spectrum from a dust-free shell in Fig. 19 is a P-Cygni profile, quite similar to the expanding halo with a central point source in Fig. 8. Again, Ly α radiation transfer leads to the appearance of an emission peak and an absorption feature in the emergent profile that did not exist in the input spectrum. First notice that this spectrum is less complex than in the monochromatic case: there is only one red peak and no blue bump, due to

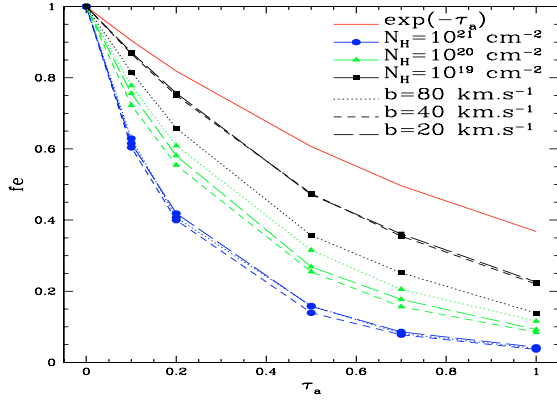


Fig. 18. Escape fraction of Ly α photons from an expanding shell with $V_{\text{exp}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ for different column densities ($N_{\text{H}} = 10^{19}, 10^{20}, 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) and for different Doppler parameters ($b = 20, 40$ and 80 km s^{-1}).

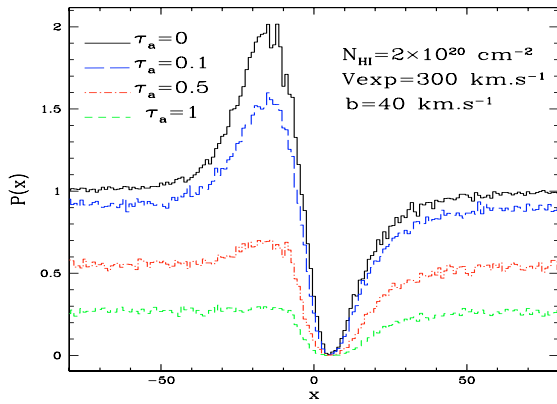


Fig. 19. Predicted Ly α profiles for an expanding shell for a central source emitting a flat continuum and with different amounts of dust. The adopted conditions are the following: $N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $T = 10\,000 \text{ K}$, $b = 40 \text{ km s}^{-1}$, and $V_{\text{exp}} = 300 \text{ km s}^{-1}$. The line profiles are shown for dust amounts corresponding to $(M_{\text{d}}/M_{\text{H}}, \tau_{\text{a}}) = (0., 0.), (8 \times 10^{-4}, 0.1), (4 \times 10^{-3}, 0.5), (8 \times 10^{-3}, 1.)$.

radiation transfer of photons at all frequencies. The emission peak is located at $x \sim -2x(V_{\text{exp}})$, as the highest peak of the monochromatic spectrum, and the absorption is around $x \sim x(V_{\text{exp}})$, since this frequency corresponds to the line-centre frequency in the shell frame. The effect of dust is similar to Fig. 8 for spherical halos since it suppresses the emission peak and broadens the absorption, leading to an asymmetric absorption profile. The fraction of escaping photons far from the line centre is equal to $\exp(-\tau_{\text{a}})$, as expected (see discussion Sect. 3.2.2).

To illustrate the variety of emergent line profiles from a dust-free expanding shell when varying the intrinsic line strength, we show a family of emergent spectra in Fig. 20 with intermediate cases between intrinsic pure continuum (cf. Fig. 19) and intrinsic monochromatic emission (cf. Fig. 12). For a sufficiently large Ly α equivalent width $W(\text{Ly}\alpha)$, the second red peak (feature 1a), the small excess at $x = 0$ (feature 3), and the blue bump (referred to as feature 2) become clearly visible.

6. Ly α line profile morphologies – models and qualitative comparison with observations

For a better overview of the different simulations presented here and the resulting variety of Ly α line profiles, and for a first qualitative comparison with observations, we present a

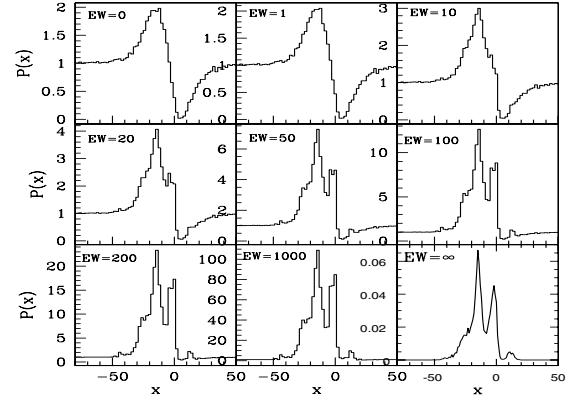


Fig. 20. Predicted Ly α profiles from an expanding shell with a central source emitting a flat continuum plus a monochromatic line (at Ly α line centre) with different equivalent widths. The physical conditions in the shell are: a H I column density $N_{\text{H I}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, a temperature $T = 10^4 \text{ K}$, a Doppler parameter $b = 40 \text{ km s}^{-1}$, no dust, and a radial velocity of $V_{\text{exp}} = 300 \text{ km s}^{-1}$. The Ly α line equivalent width, given in units of the Doppler width Δv_{D} , increases from 0 to ∞ from the top-left to the bottom-right panels.

summary in Table 1. Schematically we may classify the emergent Ly α profiles and considered geometries in the three main groups, 1) static media and symmetric profiles; 2) expanding/infalling halos; and 3) expanding shells, which we discuss now.

6.1. Static media, symmetric profiles

For simple static geometries with an embedded source emitting a symmetric spectrum around $x = 0$ (i.e. monochromatic line radiation, a symmetric line centred on the Ly α in the restframe of the medium, or a flat continuum) the emergent Ly α line profile remains symmetric with two peaks, whose position is given by $x_{\text{p}} \approx \pm(0.9 - 1) \times (a\tau_0)^{1/3}$ and little or no flux at line centre (case 1 in Table 1; cf. Neufeld 1990; Hansen & Oh 2006). The detailed line shape (FWHM of each part, the possible presence of “bumps” etc.) depends on the properties of the scattering medium in ways quantified in detail by Neufeld (1990) and also examined by Richling (2003) for clumpy media. Breaking the symmetry of the source spectrum or introducing velocity shifts between the source and the scattering medium lead to asymmetric profiles, as is well known (cf. Neufeld 1990).

Emission peaks superposed to a continuum – e.g. from a source with a pure continuum or continuum-plus-line emission – are easily “destroyed” in the presence of dust (case 2). In this case the resulting profile is close to a Voigt profile. However, due to radiation transfer effects and the assumed geometry and “aperture”, an integrated line profile fit in this manner will underestimate the true value of the column density.

Purely or nearly symmetric Ly α line profiles are quite rarely observed; e.g. the spectra of the Ly α blob LAB2 at $z \sim 3.09$ of Steidel et al. (2000) observed by Wilman et al. (2005), Ly α emitters around a radio galaxy (Venemans et al. 2005), or two LBG in the FORS Deep Field (Tapken 2005) come close to this, and may hence be related to static (or nearly static) media. For LAB2, however, other explanations have been put forward by Wilman et al. (2005) and Dijkstra et al. (2005b), including outflows + “absorbing screens” and intergalactic medium (IGM) inflow.

Some nearby starbursts, such as I Zw 18 and SBS 0335-052, show “Voigt-like” profiles (cf. Kunth et al. 1994; Thuan & Izotov 1997; Mas-Hesse et al. 2003). If related to a continuous source

Table 1. Schematic overview of the different simulations, the resulting line-profile morphologies, and observed objects showing qualitatively similar profiles. Column 1 describes the adopted geometry, Col. 2 describes the source position and spectrum, Col. 3 the predicted line-profile morphology, Col. 4 the corresponding figure in the paper, and Col. 5 possible objects showing qualitatively similar profiles.

Case	Geometry	Source	Line profile	Figure	Observations
1	static medium	embedded source, monochromatic	2 symmetrical peaks at $x_p = \pm(a\tau_0)^{1/3}$	Fig. 1	LAB2? ¹
2	static medium	embedded source, continuum	2 symmetrical peaks if no dust	Fig. 10	IZw18,SBS0335-052? ²
3	static medium	external source, continuum	DLA profile not related to τ_0 if dust	Fig. 11	
4	expanding/infalling halo	central source, monochromatic	DLA profile + faint diffuse component	Figs. 5, 9	DLA ³
5	expanding/infalling halo	central source, continuum	asymmetric emission peak	Figs. 8, 9	
6	expanding shell	central source, monochromatic	P-Cygni without dust	Figs. 12–16, 20	LBGs ⁴ , low- z starbursts ²
7	expanding shell	central source, continuum	asymmetric absorption profile if dust	Figs. 19, 20	

References: ¹ Wilman et al. (2005), ² Mas-Hesse et al. (2003), ³ Adelberger et al. (2005), ⁴ see e.g. Shapley et al. (2003) and Noll et al. (2004).

embedded in an H I cloud (case 2), the same profiles can be reproduced with sufficient dust. In this case the H I column density derived from simple Voigt profile fitting would underestimate the true value. Other configurations can, however, lead to the same profiles. To clarify these ambiguities, a detailed analysis that takes all known constraints into account will be necessary.

A static medium illuminated by a distant background continuum source (case 3) produces well-known Voigt absorption line profiles, e.g. seen as damped Ly α absorbers (DLA). In such a geometry, Ly α radiation transfer effects need not be considered. A case of “Ly α fluorescence” of QSO radiation on a nearby absorbing system has been observed recently by Adelberger et al. (2005), who detected a double-peaked emission superimposed on a DLA profile. This can be related to our diffuse spectrum illustrated in Fig. 11.

6.2. Expanding/infalling halos

As already discussed by Zheng & Miralda-Escudé (2002) and Dijkstra et al. (2005a) for monochromatic sources emitting at line centre, this geometry gives rise to asymmetric profiles with a redshifted (blueshifted) main peak for expanding (infalling) matter, and possibly to secondary features (case 4). The position of the main peak shows the same dependence as for a Hubble outflow (Loeb & Rybicki 1999) by moving away from line centre with increasing N_H and decreasing velocity $V_{\max}$. In the case of uniform emissivity, the positions of the secondary peak and the point of minimal flux indicate the external velocity (see Fig. 8 in Dijkstra et al. 2005a).

For sources emitting a pure continuum, the Ly α radiation transfer leads to normal (inverted) P-Cygni profiles for expanding (infalling) halos. Again, as for static media, the presence of dust is able to destroy the emission peak leading then to absorption line profiles with more or less pronounced asymmetries (case 5).

Dijkstra et al. (2005b) argue for possible infalling Ly α halos in the case of the Ly α blob LAB2 of Steidel et al. (2000) and of a $z = 5.78$ galaxy discovered by Bunker et al. (2003). Numerous LBGs and LAEs show asymmetric redshifted Ly α profiles, which could in principle be related to expanding halos. To distinguish this geometry from expanding shells or other geometries, additional observational constraints are needed. For $z \sim 3$ LBGs, for example, expanding shells provide a good description, as we discuss now.

6.3. Expanding shells

Emergent Ly α profiles from an expanding shell can be rather complex: from P-Cygni profiles or asymmetric absorption profiles for an intrinsic continuum spectrum (case 7) to emission line profiles made of one (or two) red peak, and possibly to a fainter blue bump for an intrinsically monochromatic (line) spectrum (case 6). In all cases, the profiles show an asymmetric red wing related to Ly α scattering in the outflowing medium. When Ly α is in emission, the velocity shift of the main peak of the red part of the profile corresponds to velocities between $V_{\exp}$ and $\sim 2V_{\exp}$, where $V_{\exp}$ is the expansion velocity of the shell. For column densities $N_H \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, the main red emission peak quite accurately measures twice the shell velocity.

Interestingly, spectroscopic observations of Lyman break galaxies (LBG) at $z \sim 3$ agree very well with the expectations for an expanding shell geometry. Indeed, the composite spectra of the large LBG samples of Shapley et al. (2003) show clear signatures of outflows, as proven by a shift between Ly α emission and interstellar absorption lines (with a mean value of $\Delta v_{\text{em-abs}} \sim 650 \text{ km s}^{-1}$). The low-ionisation interstellar absorption lines are found to be blueshifted by $\Delta v = -150 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the stellar, systemic redshift, whereas the Ly α emission is found redshifted by $\Delta v = +360 \text{ km s}^{-1}$ (Shapley et al. 2003), i.e. quite precisely twice the velocity measured by the interstellar (IS) absorption lines. The latter are formed by simple absorption processes, i.e. by intervening gas on the line of sight between the continuous source (the starburst) and the observer, whereas Ly α is prone to complex radiation transfer effects. Keeping this in mind, the above empirical finding, together with our modeling insight, indicates very clearly that the distribution and kinematics of the ISM in these LBGs is described well by an expanding shell. This is quite naturally the simplest geometry for simultaneously explaining IS absorption lines blueshifted by an outflow velocity $V_{\exp}$ and an asymmetric Ly α line redshifted by twice this velocity!

That these two spectral features are formed on opposing hemispheres, IS absorption lines on the side approaching the observer and Ly α from photons scattered back from the receding shell (cf. Pettini et al. 2001), implies that overall (or “on average” over an entire LBG sample) the ISM shell structure must be fairly spherically symmetric rather than e.g. strongly bipolar. This structure may indeed be expected in the case of strong

starbursts triggering efficient large-scale outflows (see e.g. simulations of Mori et al. 2002).

For a shell geometry, this finding of a velocity shift of $\sim 3V_{\text{exp}}$ between Ly α and the IS absorption lines also requires a high enough H I column density (cf. above). This is fully compatible with the typical/average value of N_{H} of the $z \sim 3$ LBG sample of Shapley et al. (2003) expected from the standard correlation between N_{H} and the extinction E_{B-V} .

Finally we note that the relatively smooth, single-peaked Ly α line profiles observed by Shapley et al. (2003) and others do not contradict our predictions. As already explained above, there are several ways to avoid the multiple peaks predicted for certain conditions on the red side of Ly α (e.g. Figs. 14 to 16): among them are low expansion velocities, high column densities, large Doppler parameters, or combinations thereof. Actually, for the relatively low outflow velocity of $V_{\text{exp}} \sim 150 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ deduced from the Shapley et al. (2003) sample, and taking into account their relatively low spectral resolution, no distinguishable multiple red peaks are expected. At least for this sample, the problem posed by Ahn (2004) of avoiding multiply peaked Ly α profiles is ill posed. The possible, but generally minor, blue peak, which is predicted but not observed, does not pose a problem; in these high redshift objects it may be too faint to be detected or actually be suppressed by the intervening interstellar H I clouds in the galaxy.

Local starbursts (see e.g. Kunth et al. 1994, 1998; González Delgado et al. 1998; Mass-Hesse et al. 2003) present P-Cygni profiles with a faint secondary peak on the blue side superimposed to the absorption feature (e.g. IRAS 0833+6517), or more or less symmetric absorption profiles (e.g. IZw 18, SBS 0335-052). Mass-Hesse et al. (2003) interpret the variety of observed Ly α profiles as phases in the time evolution of an expanding supershell. Few galaxies of those showing P-Cygni profiles have measurements of the relative velocities between the interstellar absorption lines, Ly α , and the ionised gas (traced e.g. by H α). Although, e.g. in Haro 2 the shift between Ly α and the interstellar lines is $\sim 2V_{\text{exp}}$, their spectra a priori do not contradict our simulations, as velocity shifts $< 3V_{\text{exp}}$ are obtained for neutral column densities in the shell smaller than 10^{20} cm^{-2} , in agreement with the value derived by Lequeux et al. (1995). Furthermore, the secondary peak on the blue side of the P-cygni profiles is easily reproduced by Ly α radiation transfer through a superbubble. This may be the strongest indication of such a geometry. Detailed modeling of these nearby galaxies, taking all available observational constraints and spatial information into account, is necessary to shed more light on these questions.

6.4. General comments

As shown, the expected Ly α profiles are already quite complex depending on the values of the main parameters considered (geometry, H I distribution and column density, velocity field, Doppler parameter, dust-to-gas ratio, and input spectrum) and important degeneracies are found. Overall it is quite clear from this study and earlier ones that radiation transfer effects are important in shaping the emergent Ly α profile. Interpreting observed P-Cygni profiles or asymmetric emission lines, for example, requires full radiation transfer calculations rather than superpositions of Gaussian emission and Voigt-like absorption profiles as undertaken in various studies (e.g. Mas-Hesse et al. 2003; Wilman et al. 2005). Such a detailed comparison with observations will be presented elsewhere.

Obviously the geometries adopted in this paper are very theoretical when compared to real galaxies. Asymmetries, non-unity filling or covering factors, arbitrary geometries, and the effects of different viewing and opening angles have to be considered for more realistic simulations. Although our code can treat arbitrary density distributions, we have so far only investigated homogeneous media. For complementary approaches treating clumpy media, see e.g. Neufeld (1991) and Hansen & Oh (2006). In addition to the simple limiting cases of input spectra (monochromatic line plus continuum), other cases such as intrinsic Gaussian emission lines must be accounted for. All of these effects can be easily modeled with our generalised 3D radiation transfer code and will be discussed in future applications.

Beyond the Ly α radiation transfer modeled here for simplified “galaxian” geometries, it should be recalled that Ly α line profiles predicted in this manner are still a priori prone to alterations due to the transmission through the intervening IGM. As is well known (e.g. Madau 1995), this effect can significantly alter observed Ly α line profiles – especially on the blue side – for objects of sufficiently high redshift (typically $z \gtrsim 3$). Effects of the IGM have e.g. been discussed by Haiman (2004), Santos (2004), and Dijkstra et al. (2005b), so are not treated here. The IGM effects can be computed for most purposes without the need of true Ly α radiation transfer calculations.

7. Summary and conclusion

We have developed a new general 3D Ly α radiation transfer code that allows for arbitrary hydrogen density, ionisation and temperature structures, dust distributions, and velocity fields using a Monte Carlo technique (Sect. 2). Currently the code works on a cartesian grid and can handle Ly α transfer problems in objects with arbitrary hydrogen column densities. The main radiation-matter interaction processes included in the code are Ly α scattering, dust scattering, and dust absorption. The UV/Ly α photon sources with an arbitrary spatial distribution and arbitrary spectra can be treated. The main direct observables predicted by our simulations are “global” (i.e. integrated over all viewing angles) Ly α line profiles, spectra for different viewing directions and opening angles, and surface brightness maps at different wavelengths (or integrated over Ly α).

This code has been tested successfully and compared to analytical results and results from other simulations (e.g. Neufeld 1990; Ahn et al. 2001; Zheng & Miralda-Escudé 2002; Richling et al. 2003; Dijkstra & Haiman 2005a) for various geometrical configurations, including plane parallel slabs, disks, expanding or infalling halos, and for computations with and without dust. Overall, excellent agreement is found, except in cases where assumptions made in the analytical calculation break down (see Sect. 3).

With the aim of understanding and ultimately interpreting the variety of Ly α profiles observed in nearby and distant starbursts, we examined the Ly α line profiles predicted for several simple geometrical configurations and their dependence on the main parameters, such as the H I column density, temperature, velocity, and dust content. We considered slabs with internal sources, disks, expanding and infalling halos (Sect. 3), externally illuminated slabs (Sect. 4), and expanding shells (Sect. 5). For the source spectrum, we considered the limiting cases of pure monochromatic line emission, a pure continuum, or intermediate cases with different line strengths. The last two cases have rarely been discussed in the literature so far.

Schematically, the following morphologies are found (cf. Table 1): profiles reaching from double-peaked symmetric

emission to symmetric “Voigt-like” (absorption) profiles in static configurations with increasing dust content, and asymmetric red- (blue-) shifted emission lines with a blue (red) counterpart ranging from absorption to emission (with increasing line/continuum strength) in expanding (infalling) media. In principle, symmetric or nearly symmetric profiles are only obtained for static geometries or for small systematic velocities. In practice, however, this may be altered by Ly α scattering/absorption in the intervening IGM, especially at high redshift.

Some specific results are worth summarising here:

- Pure Ly α absorption line profiles may be observed in “integrated”/global spectra of objects with static geometries. In this case the naturally arising double Ly α emission peaks have been suppressed by dust absorption. Standard Voigt-profile fitting of these profiles will significantly underestimate the true hydrogen column density (see Sect. 4).
- It should be noted that normal (inverted) P-Cygni-like Ly α profiles can be obtained in expanding (infalling) media from objects without any intrinsic Ly α emission, as a natural consequence of radiation transfer effects redistributing UV (continuum) photons from the Ly α line centre to the red (blue) wing (e.g. Figs. 9, 20). Adding dust in these cases will progressively transform the P-Cygni profile into a broad asymmetric absorption profile.
- Our 3D simulations of expanding shells lead us to revise the earlier results of Ahn and collaborators (Ahn et al. 2003; Ahn 2004) and to clarify the radiation transfer processes explaining the detailed shape of Ly α profiles predicted from expanding shells. In particular we found that, for sufficiently high column densities ($N_{\text{H}} \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), the position of the main Ly α emission peak is quite generally redshifted by approximately twice the expansion velocity (Sect. 5). This is in excellent agreement with the observations of $z \sim 3$ LBGs by Shapley et al. (2003), which show that Ly α is redshifted by $\sim 2V_{\text{exp}}$, where V_{exp} is the expansion velocity measured from the interstellar absorption lines blueshifted with respect to the stellar (i.e. galaxian) redshift. This finding also indicates that large-scale, fairly symmetric shell structures must be a good description of the outflows in LBGs.

As already clear from earlier investigations, radiation transfer effects even in the simple configurations just mentioned give rise to a complex morphology of Ly α line profiles and some degeneracies are found e.g. between the main parameters, such as the hydrogen column density N_{H} , the Doppler parameter b , and also the intrinsic emission line width. However, codes like the one developed and presented here allow one to undertake detailed Ly α line profile fitting to determine the physical properties of the emitting gas and of the surrounding H I and dust and to quantify possible degeneracies. With these tools it is now possible to fully exploit the information encoded in Ly α profiles without reverting to physically unmotivated superpositions of emission and Voigt absorption line profiles, which – except in specific geometric configurations – generally do not properly account for radiation transfer effects. Detailed studies of nearby and distant star-forming galaxies will be presented in subsequent publications. Various other applications, also combining our *MCLya* code with the 3D radiation transfer and photoionisation code CRASH (Maselli et al. 2003), are foreseen.

Acknowledgements. A.V. thanks the Arcetri Observatory and its staff for their hospitality during a stay. We thank Andrea Ferrara, Miguel Mas-Hesse, Ruben Salvaterra, Christian Tapken, and David Valls-Gabaud for useful discussions and comments on an earlier version of the paper. We thank Daniel Kunth

and the other participants of the “Ly α team”, Miguel Mas-Hesse, Göran Östlin, and Matthews Hayes, for lively discussions and comparisons with observations at a team meeting. This work was supported by the Swiss National Science Foundation. A.M. is supported by the “DFG Priority Program 1177”.

References

- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Kollmeier, J. A., & Reddy, N. A. 2006, *ApJ*, 637, 74A
- Ahn, S. H., Lee, H. W., & Lee, H. M. 2001, *ApJ*, 554, 604
- Ahn, S. H., Lee, H. W., & Lee, H. M. 2002, *ApJ*, 567, 922
- Ahn, S. H., Lee, H. W., & Lee, H. M. 2003, *MNRAS*, 340, 863
- Ahn, S. H. 2004, *ApJ*, 601, L25
- Bunker, A. J., Stanway, E. R., Ellis, R. S., et al. 2003, *MNRAS*, 342, L47
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
- Cantalupo, S., Porciani, C., Lilly, S. J., & Miniati, F. 2005, *ApJ*, 628, 61
- Charlot, S., & Fall, S. M. 1993, *ApJ*, 415, 580
- Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2005a, in press [arXiv:astro-ph/0510407]
- Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2005b, in press [arXiv:astro-ph/0510409]
- Djorgovski, S., Thompson, D. J., Smith, J. D., & Trauger, J. 1992, *A&AS*, 181, 7906
- Field, G. B. 1959, *ApJ*, 129, 551
- González Delgado, R. M., Leitherer, C., Heckman, T. M., et al. 1998, *ApJ*, 495, 698
- Gordon, K. D., Calzetti, D., & Witt, A. N. 1997, *ApJ*, 487, 625
- Gray, D. F. 1992, *Science*, 257, 1978
- Haiman, Z. 2002, *ApJ*, 576, L1
- Hansen, M., & Oh, S. P. 2006, *MNRAS*, 367, 979
- Harrington, J. P. 1973, *MNRAS*, 162, 43
- Hartmann, L. W., Huchra, J. P., Geller, M. J., et al. 1988, *ApJ*, 326, 101
- Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. C. 1998, *ApJ*, 502, L99
- Hu, E. M., Cowie, L. L., Capak, P., et al. 2004, *AJ*, 127, 3137
- Hummer, D. G. 1962, *MNRAS*, 125, 21
- Kobayashi, M. A. R., & Kamara, H. 2004, *ApJ*, 600, 564
- Kudritzki, R.-P., Méndez, R. H., Feldmeier, J. J., et al. 2000, *ApJ*, 536, 19
- Kunth, D., Lequeux, J., Sargent, W. L., & Viallafond, F. 1994, *A&A*, 282, 709
- Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., Terlevich, E., et al. 1998, *A&A*, 334, 11
- Lequeux, J., Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., & Sargent, W. L. 1995, *A&A*, 301, 18
- Loeb, A., & Rybicki, G. B. 1999, *ApJ*, 524, 527
- Madau, P. 1995, *ApJ*, 441, 18
- Maselli, A., Ferrara, A., & Ciardi, B. 2003, *MNRAS*, 345, 379
- Mas-Hesse, J. M., Kunth, D., Tenorio-Tagle, G., et al. 2003, *ApJ*, 598, 858
- Meier, D. L., & Terlevich, R. 1981, *ApJ*, 246, 109
- Möller, P., Fynbo, J. P. U., & Fall, S. M., *A&A*, 422, 33
- Mori, M., Ferrara, A., & Madau, P. 2002, *ApJ*, 571, 40
- Neufeld, D. A. 1990, *ApJ*, 350, 216
- Neufeld, D. A. 1991, *ApJ*, 370, 85
- Noll, S., Melhart, D., Appenzeller, I., et al. 2004, *A&A*, 418, 885
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2003, *ApJ*, 582, 60
- Partridge, R. B., & Peebles, J. E. 1967, *ApJ*, 147, 868
- Pettini, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2000, *ApJ*, 528, 96
- Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., et al. 2002, *ApJ*, 569, 742
- Rhoads, J. E., Malhotra, S., Dey, A., et al. 2000, *ApJ*, 545, 85
- Richling, S., Meinköhn, E., Kryzhevov, N., & Kanschä, G. 2001, *A&A*, 380, 776
- Richling, S. 2003, *MNRAS*, 344, 553
- Rybicki, G. B., & Loeb, A. 1999, *ApJ*, 524, 527
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73
- Santos, M. R. 2004, *MNRAS*, 349, 1137
- Shapley, A., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, *ApJ*, 588, 65
- Spaans, M. 1996, *A&A*, 307, 271
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2000, *ApJ*, 532, 170
- Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, *PASJ*, 57, 165
- Tapken, C. 2005, Ph.D. Thesis, Ruperto-Carola University, Heidelberg
- Tapken, C., Appenzeller, I., Mehlert, D., et al. 2004, *A&A*, 416, L1
- Tasitsiomi, A. 2006, *ApJ*, 645, 792
- Tenorio-Tagle, G., Silich, S. A., Kunth, D., et al. 1999, *MNRAS*, 309, 332
- Thuan, T. X., & Izotov, Y. I. 1997, *ApJ*, 489, 623
- Valls-Gabaud, D. 1993, *ApJ*, 419, 7
- Venemans, B. P. 2005, *A&A*, 431, 793
- Wehrse, R., & Peraiah, A. 1979, *A&A*, 71, 289
- Wilman, R. J., Gerssen, J., Bower, R. G., et al. 2005, *Nature*, 436, 227
- Zheng, Z., & Miralda-Escudé, J. 2002, *ApJ*, 578, 33

3.3 Remarques et Commentaires

Dans cette partie, nous discutons d’abord de la physique incluse dans MCLya, des simplifications faites dans le traitement de l’interaction avec l’hydrogène, et du choix des autres interactions prises en compte. Nous présentons ensuite les premiers tests du code, qui n’ont pas été publiés. Enfin, nous présentons des travaux complémentaires à ceux publiés dans l’article, comme des images Ly α d’objets pour lesquels les spectres ont été publiés, des spectres résolus spatialement dans une configuration à symétrie non-sphérique, et une étude des effets de champs de vitesse dans un nuage sur la ligne de visée d’une source d’arrière-plan.

3.3.1 Les Approximations dans MCLya

Les différentes approximations qui sont faites dans MCLya concernent d’abord l’interaction avec l’hydrogène :

- la séparation des sous-niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ dans le calcul de la profondeur optique,
- l’effet de recul,
- la redistribution après une diffusion,

mais également les autres interactions :

- la redistribution après une diffusion sur la poussière,
- l’omission des collisions,
- l’omission du Deutérium,
- l’omission de H_2 .

La première approximation réside dans le calcul de la profondeur optique vue par un photon Ly α le long de sa direction de propagation : les sous-niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ ne sont pas distingués. Cependant, l’écart entre ces sous-niveaux est très faible : 10 GHz ou 1 km s^{-1} (Tasitsiomi, 2006; Semelin et al., 2007). Dans toutes les simulations considérées, l’agitation thermique est de l’ordre de $\sim 20\text{ km s}^{-1}$ ($T > 10^4\text{ K}$), donc le décalage entre les deux profils de Voigt est négligeable devant leur largeur due à la vitesse thermique. On ne peut plus négliger cet effet dans le cas où la température du milieu considéré devient suffisamment basse ($T < 100\text{ K}$) pour que la vitesse thermique soit du même ordre de grandeur que l’écart entre les sous-niveaux.

Ensuite, une cohérence stricte est supposée dans le référentiel atomique entre les fréquences du photon absorbé et du photon émis : l’effet de recul de l’atome qui absorbe un photon, analogue à l’effet Compton, n’est pas pris en compte dans la version actuelle de notre code. En effet, Zheng and Miralda-Escudé (2002) et Tasitsiomi (2006) ont montré la très faible influence de cet effet sur le spectre émergent d’un slab –un léger déséquilibre en faveur du pic rouge– qui justifie de négliger cet effet en première approximation. Cependant, il semble que la prise en compte de cet effet soit importante dans le calcul de la recombinaison primordiale de l’hydrogène (Grachev and

TAB. 3.1 – Comparaison des différents codes de transfert radiatif Ly α développés ces dernières années. Les colonnes donnent l’équipe (l’affiliation et la date à laquelle a été publiée la première version du code), la physique de l’interaction avec l’hydrogène incluse dans le code (prise en compte de l’effet de recul, redistribution angulaire, polarisation), si d’autres interactions avec d’autres espèces chimiques (Deutérium, poussières) sont prises en compte, la géométrie autorisée pour le gaz (1D/3D, milieu homogène ou pas), et enfin les applications qui ont été réalisées grâce à ce code, ou bien le but/contexte dans lequel il a été développé.

Dubrovich, 2008).

Le type de redistribution angulaire, isotrope ou dipolaire, est fixé au départ, pour toutes les diffusions que vont subir les photons, au lieu de distinguer la redistribution angulaire dans le cœur de la raie, plutôt isotrope (précisément, c’est une combinaison entre la redistribution angulaire après absorption par le niveau $2P_{1/2}$, isotrope, et celle après absorption par le niveau $2P_{3/2}$, dipolaire) de celle dans les ailes, dipolaire (Stenflo, 1980; Dijkstra and Loeb, 2008). Tant que la polarisation des photons Ly α n’est pas suivie en détails, ces distinctions ne sont pas essentielles, étant donné le nombre gigantesque de diffusions que subit le photon. L’argument le plus convaincant est la similitude des spectres obtenus avec l’une ou l’autre des redistributions. Il y a cependant des géométries particulières, notamment la coquille en expansion, pour lesquelles on constate une différence entre les deux distributions. Étant donné que la dernière diffusion d’un photon dans le milieu a plutôt lieu dans l’aile de la raie, nous avons choisi la redistribution dipolaire par défaut. Mentionnons ici que le traitement complet et rigoureux de la polarisation des photons Ly α fait partie des prochaines améliorations que nous souhaitons apporter à ce code.

En ce qui concerne les différents mécanismes conduisant à la perte ou à la destruction de photons Ly α , nous ne prenons en compte que l’absorption par la poussière interstellaire. La perte des photons Ly α par collision est négligée dans MCLya. Une fois qu’un atome d’hydrogène a absorbé un photon Ly α , il peut subir une collision qui envoie l’électron du sous-niveau $2P$ sur le sous-niveau $2S$. Cet atome se désexcitera en émettant deux photons et non plus un photon Ly α . Étant donnée la densité des milieux astrophysiques que nous considérons, et le coefficient d’Einstein très élevé pour cette transition, la probabilité d’une collision est négligeable dans le très court laps de temps que l’électron passe sur le niveau $2P$ (Tasitsiomi, 2006).

L’effet du Deutérium n’est pas pris en compte dans MCLya. Dijkstra et al. (2006) discutent pour la première fois la diffusion des photons Ly α par les atomes de Deutérium, et leur impact sur un spectre Ly α pour une abondance cosmologique de Deutérium de $[D/H] = 3 \times 10^{-5}$ atomes de Deutérium par atome d’hydrogène. Ils montrent que l’effet est d’autant plus marqué qu’un

grand nombre de photons Ly α sont diffusés autour de la fréquence qui correspond au cœur de la raie pour le Deutérium, c'est-à-dire décalés vers le bleu de 82km s⁻¹ par rapport au cœur de la raie Ly α . C'est le cas dans les milieux statiques de densité de colonne $N_H = 10^{18-20}$ cm⁻². Les galaxies à grand redshift (LBGs, LAEs, Ly α -blobs) présentent généralement un spectre Ly α asymétrique avec très peu de flux du côté bleu de la raie, dû à des effets de transfert radiatif à travers le milieu interstellaire en expansion (voir chapitre suivant) et/ou à la transmission du milieu intergalactique entourant la galaxie. De ce fait, l'effet du Deutérium ne sera pas facilement observable à grand redshift. De même, lorsque nous nous intéressons au spectre émergent d'une coquille en expansion, complètement décalé vers le rouge, il n'y a pas besoin de tenir compte de l'interaction Ly α -Deutérium. Cependant, dans le cas général, il semble que l'effet du Deutérium ne soit pas toujours négligeable, et nous comptons implémenter cette interaction dans notre code.

Dans le cas où les photons Ly α se propagent à travers un nuage moléculaire, ils peuvent être absorbés par les raies Lyman des molécules d'hydrogène H₂ dont la longueur d'onde d'absorption est proche de Ly α . Comme nous n'avons pas envisagé ce cas jusqu'à présent, nous n'avons pas eu à prendre en compte l'absorption Ly α par les molécules H₂ dans notre code. Les applications extra-galactiques que nous envisageons par la suite ne nécessitent pas non plus d'inclure cette interaction dans MCLya.

3.3.2 Travail non publié relatif à l'article

D'autres tests du code

Les premier tests que nous avons effectués n'ont pas été publiés dans cet article. Il s'agit de la redistribution angulaire et en fréquence après une diffusion, et de l'évolution du nombre moyen de diffusions avec la profondeur optique. Ce dernier est proportionnel à la profondeur optique du milieu considéré, comme établi par (Harrington, 1973). En ce qui concerne la redistribution après une diffusion, nous avons d'abord testé la redistribution angulaire (isotrope ou dipolaire) en vérifiant la répartition des $\cos\theta$ et ϕ sur leur domaine de définition, puis la redistribution en fréquences, en comparant la redistribution en fréquence des photons après une diffusion pour une fréquence d'entrée donnée, avec les formules analytiques dérivées par (Hummer, 1962). Ce sont les graphes présentés au chapitre précédent (Fig. 2.4), lors de la discussion sur la signification physique de la redistribution. Dans une première version du code, la redistribution après une diffusion était calculée grâce aux fonctions de redistribution cumulatives, tabulées pour une température donnée, à partir de ces formules analytiques. Elle était très efficace du point de vue du temps de calcul pour des milieux isothermes, mais vraiment trop compliquée à mettre en œuvre pour des milieux où la température varie. La version actuelle calcule la redistribution en fréquence

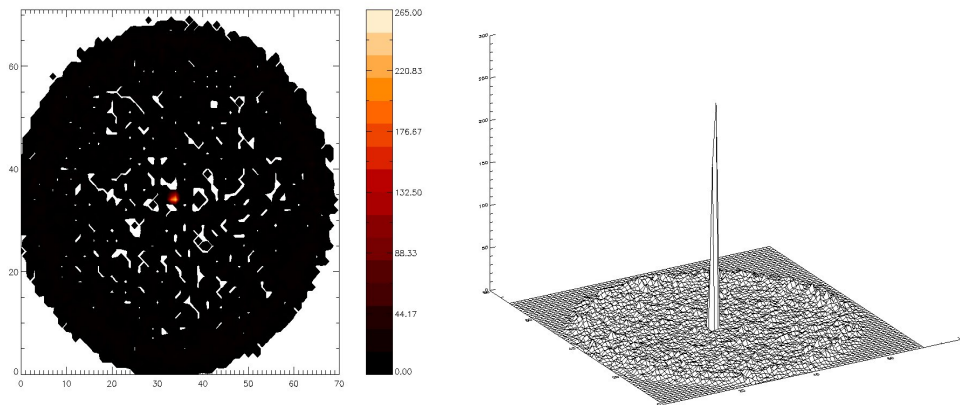


FIG. 3.1 – Images $\text{Ly}\alpha$ après diffusion des photons à travers une coquille de gaz neutre en expansion autour d’une source ponctuelle. Cette image est constituée d’une forte émission de photons venant du centre, et d’un halo ~ 10 fois plus faible. Les photons du pic central sont composés de ceux émis par la source qui s’échappent sans interagir avec la coquille, et de ceux qui s’échappent après avoir subi une réflexion sur le fond de la coquille (backscattered). Les photons du halo sont les photons diffusés, ceux qui ont subi un grand nombre de diffusions avant de s’échapper. Ainsi, dans l’image comme dans le spectre, les photons ayant subi des “histoires de diffusion” différentes se distinguent les uns des autres.

au niveau microscopique, en prenant en compte la température du milieu à l’endroit de la diffusion, comme tous les autres codes Monte Carlo (Zheng and Miralda-Escudé, 2002; Cantalupo et al., 2005; Hansen and Oh, 2006; Tasitsiomi, 2006; Semelin et al., 2007).

D’autres applications du code

En ce qui concerne les applications du code, nous n’avons publié dans cet article que les spectres intégrés émergents des différentes configurations, car le but de ce travail était de comprendre l’allure des spectres en fonction de la géométrie et du champ de vitesse du milieu diffusif. Cependant, MCLya permet également de construire des images $\text{Ly}\alpha$ de ces configurations, et d’estimer des profils de brillance de surface. Un exemple d’image $\text{Ly}\alpha$ d’une coquille en expansion est présenté sur la Fig. 3.1.

Les spectres présentés dans l’article sont tous des spectres intégrés sur toutes les lignes de visée, à l’exception de ceux de la partie 4, pour laquelle une seule direction est considérée. Pourtant, MCLya permet de construire le spectre émergent d’un objet dans la direction de son choix. Afin d’illustrer ce point, la Fig. 3.2 présente les spectres émergents d’un disque statique regardé

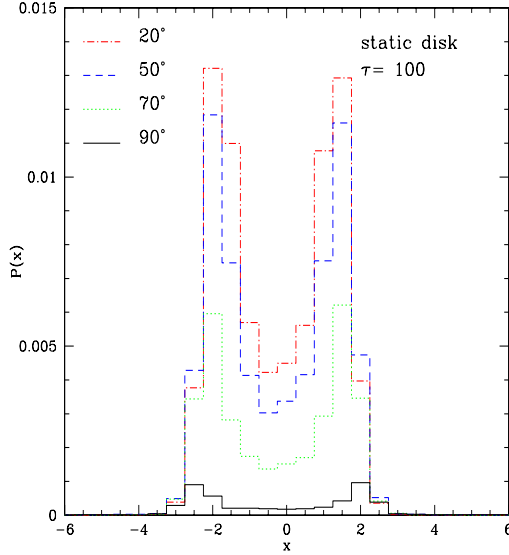


FIG. 3.2 – Spectres Ly α émergents d’un disque statique suivant l’angle de vue, repéré par l’angle entre l’axe de symétrie du disque et la ligne de visée. Tous les spectres sont des double-pics (cas statique). L’écartement des pics augmente avec l’angle de vue, car la profondeur optique moyenne que doit traverser un photon augmente également avec l’angle de vue : les photons qui s’échappent par le côté du disque ont traversé un milieu plus épais que ceux qui s’échappent perpendiculairement au disque.

sous différents angles de vue. Cette configuration à géométrie non-sphérique est inspirée du travail de Richling (2003).

Enfin, les effets de la cinématique d’un nuage de gaz le long de la ligne de visée d’un quasar (rotation, expansion, effondrement) ont été étudiés et non publiés, et sont présentés sur la Fig. 3.3. Enfin, nous avons considéré une dernière configuration géométrique, le disque (Richling, 2003), pour laquelle le spectre émergent en fonction de l’angle de vue est présenté sur la Fig. 3.2.

3.3.3 Résumé

Notre code de transfert radiatif MCLya est robuste et efficace : Il permet de modéliser les spectres et les images Ly α de différentes configurations astrophysiques, même particulièrement optiquement épaisses. La toute dernière version du code vient d’être parallélisée sous OpenMPI, ce qui permet de gagner un facteur N_{cpu} en temps de calcul. Actuellement, à l’Observatoire de Genève, $N_{cpu} = 134$ sur la ferme de PCs. Pour illustration, le spectre émergent d’un slab statique de densité de colonne $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ne prend qu’une dizaine d’heures.

D’après le tableau 3.1, l’un des points forts de MCLya comparé aux autres codes de transfert radiatif Ly α , c’est qu’il prend en compte l’interaction des photons Ly α avec la poussière interstellaire, car ils ne sont finalement que 3 codes dans lesquels cette interaction est incluse, dont un qui ne s’applique qu’aux milieux de profondeur optique faible à intermédiaire. Son deuxième atout, c’est le couplage avec le code 3D de photoionisation et de transfert

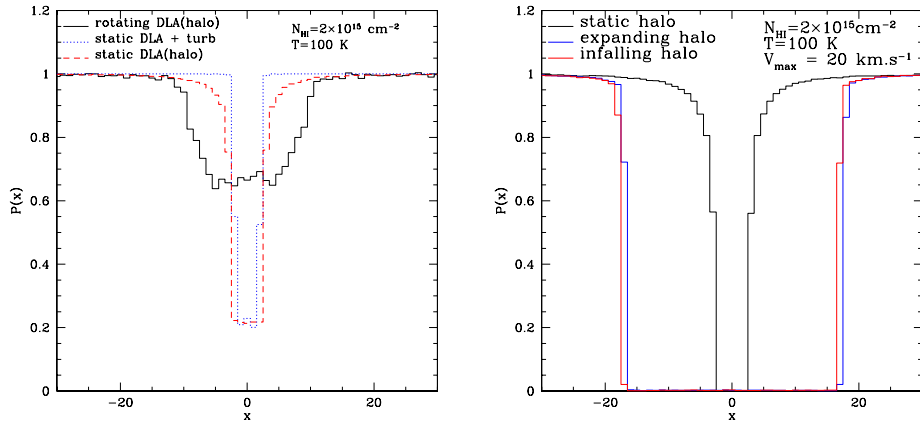


FIG. 3.3 – Spectre transmis par un nuage avec un mouvement propre (rotation/effondrement/expansion) sur la ligne de visée d’une source d’arrière-plan, comparé au profil de Voigt transmis par un nuage statique. **Gauche** : Nuage en rotation. L’axe de rotation du nuage est perpendiculaire à la ligne de visée. Le spectre du nuage en rotation (traits pleins noirs) est élargi et beaucoup moins profond que le profil Voigt (tirés rouges). La rotation laisse donc une empreinte sur le spectre Ly α observé, bien distincte de celle due à de la turbulence microscopique dans le nuage (pointillés bleus). **Droite** : Nuage en effondrement (rouge) ou en expansion (bleu). L’effondrement et l’expansion altèrent le spectre de la même façon : il est très élargi par rapport au nuage statique.

radiatif CRASH qui est en cours (Pierleoni et al., 2007), ou plutôt qu'un réel couplage, un compromis efficace pour suivre l'évolution temporelle des spectres $\text{Ly}\alpha$ avec l'évolution de l'ionisation du milieu. Enfin, il a été conçu pour être le plus généraliste possible. Nous avons d'ailleurs l'intention d'implémenter à l'avenir la polarisation des photons $\text{Ly}\alpha$, l'interaction avec le Deutérium, et la prise en compte de l'expansion de l'Univers.

Bibliographie

- Adams, T. F. : 1971, *ApJ* **168**, 575
- Adams, T. F. : 1972, *ApJ* **174**, 439
- Ahn, S.-H., Lee, H.-W., and Lee, H. M. : 2001, *ApJ* **554**, 604
- Ahn, S.-H., Lee, H.-W., and Lee, H. M. : 2003, *MNRAS* **340**, 863
- Avery, L. W. and House, L. L. : 1968, *ApJ* **152**, 493
- Cantalupo, S., Porciani, C., and Lilly, S. J. : 2008, *ApJ* **672**, 48
- Cantalupo, S., Porciani, C., Lilly, S. J., and Miniati, F. : 2005, *ApJ* **628**, 61
- Dijkstra, M., Haiman, Z., and Spaans, M. : 2006, *ApJ* **649**, 14
- Dijkstra, M. and Loeb, A. : 2008, *MNRAS* **386**, 492
- Field, G. B. : 1959, *ApJ* **129**, 551
- Grachev, S. I. and Dubrovich, V. K. : 2008, *ArXiv e-prints* 801
- Hansen, M. and Oh, S. P. : 2006, *MNRAS* **367**, 979
- Harrington, J. P. : 1973, *MNRAS* **162**, 43
- Hummer, D. G. : 1962, *MNRAS* **125**, 21
- Laursen, P. and Sommer-Larsen, J. : 2007, *ApJL* **657**, L69
- Lee, H.-W. and Ahn, S.-H. : 1998, *ApJL* **504**, L61+
- Loeb, A. and Rybicki, G. B. : 1999, *ApJ* **524**, 527
- Meinköhn, E. and Richling, S. : 2002, *A&A* **392**, 827
- Neufeld, D. A. : 1990, *ApJ* **350**, 216
- Osterbrock, D. E. : 1962, *ApJ* **135**, 195
- Panagia, N. and Ranieri, M. : 1973, *A&A* **24**, 219

- Pierleoni, M., Maselli, A., and Ciardi, B. : 2007, *ArXiv e-prints* 712
- Richling, S. : 2003, *MNRAS* **344**, 553
- Richling, S., Meinköhn, E., Kryzhevoi, N., and Kanschä, G. : 2001, *A&A* **380**, 776
- Rybicki, G. B. and Loeb, A. : 1999, *ApJL* **520**, L79
- Schaerer, D. and Verhamme, A. : 2008, *A&A* **480**, 369
- Semelin, B., Combes, F., and Baek, S. : 2007, *A&A* **474**, 365
- Stenflo, J. O. : 1980, *A&A* **84**, 68
- Tasitsiomi, A. : 2006, *ApJ* **645**, 792
- Unno, W. : 1952, *PASJ* **4**, 100
- Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., and Tapken, C. : 2008, *A&A* accepted
- Verhamme, A., Schaerer, D., and Maselli, A. : 2006, *A&A* **460**, 397
- Zheng, Z. and Miralda-Escudé, J. : 2002, *ApJ* **578**, 33

Troisième partie

Modélisation de spectres
observés

Chapitre 4

Modélisation des galaxies Lyman Break à $z \sim 3$

Après avoir étudié théoriquement les spectres Ly α émergents de différentes configurations géométriques simples, l'étape suivante de mon travail de thèse fut de confronter mes modèles à la réalité. Pour ce faire, nous avons choisi de modéliser les spectres émergents de galaxies Lyman Break à $z \sim 3$.

La principale raison pour laquelle nous avons choisi les LBGs comme population de galaxies à grand redshift à modéliser est la suivante : c'est la détection quasi-systématique d'un courant de matière en expansion (outflow) dans le milieu interstellaire de ces objets (Pettini et al., 2002; Shapley et al., 2003; Swinbank et al., 2007). La deuxième raison, c'est la diversité des profils Ly α observés dans les LBGs, allant de l'émission forte et asymétrique à l'absorption large (Shapley et al., 2003). Grâce à l'étude du spectre émergent à travers une coquille en expansion présentée au chapitre précédent, nous comptons expliquer la diversité des spectres Ly α des LBGs par effets de transfert radiatif dans des coquilles avec des paramètres différents, et ainsi contraindre la quantité de gaz neutre, de poussières, le champs de vitesses dans le milieu interstellaire grâce à l'allure du spectre Ly α , pour la première fois.

Comme souligné également dans l'introduction, les LBGs sont certainement la population de galaxies lointaines la mieux connue actuellement. Il n'y a aucun doute sur leur nature –ce sont des galaxies starburst– contrairement aux autres populations de galaxies à grand redshift (DLAs, LAEs). Plusieurs milliers de LBGs sont aujourd'hui répertoriées, à différents redshifts. Elles sont étudiées à différentes longueurs d'ondes, et les spectres UV de certaines sont connus avec précision.

L'intervalle de redshift s'est imposé pour cette étude : à $z \sim 3$, un échantillon de galaxies avaient la résolution spectrale nécessaire ($R=2000$) pour réaliser l'étude que nous voulions mener. D'abord, nous nous sommes intéressés au cas particulier de cB58, une LBG à $z=2.7$ amplifiée par effet de

lentille gravitationnelle. C'est la LBG la plus brillante connue actuellement (mag=20.4, Teplitz et al., 2004). Elle est même si brillante que c'est la seule galaxie pour laquelle la forêt Ly α a été étudiée le long de la ligne de visée (Savaglio et al., 2002). Nous nous sommes ensuite intéressés à un échantillon de LBGs du FORS Deep Field, ré-observées avec une bonne résolution spectrale par Tapken et al. (2007).

Chapitre 5

Le cas particulier de *cB58*

Cette galaxie à l'emplacement particulier derrière un amas de galaxies proches présente un spectre $\text{Ly}\alpha$ en absorption, avec une petite composante en émission superposée dans l'aile rouge, et les signes clairs d'un outflow à l'échelle galactique (Pettini et al., 2002). Les nombreuses observations de cette galaxie à différentes longueurs d'ondes permettent de contraindre la totalité des paramètres de notre modèle, excepté la largeur équivalente intrinsèque de la raie $\text{Ly}\alpha$. La candidate idéale pour tester notre scénario !

En effet, le spectre $\text{Ly}\alpha$ est *presque* reproduit par une coquille sphérique autour d'une source ponctuelle, émettant un continu stellaire et une raie $\text{Ly}\alpha$ de recombinaison. Cependant, le décalage en vitesse entre les raies interstellaires en absorption et les raies stellaires est à peu près le même (250 km s^{-1} - 300 km s^{-1}) que le décalage entre les raies stellaires et la petite composante $\text{Ly}\alpha$ en émission, alors que notre modèle de coquille sphérique prédit le double. Le pic $\text{Ly}\alpha$ en émission du modèle se trouve donc trop décalé par rapport au pic observé. Pour reproduire un pic en émission au bon endroit, une diminution de la vitesse de la partie de la coquille qui s'éloigne de nous est nécessaire.

Le résultat principal de ce travail, c'est la réconciliation entre l'histoire de la formation stellaire de *cB58* déduite de la modélisation de son spectre UV par un spectre synthétique, et l'histoire de la formation stellaire de *cB58* déduite de son spectre $\text{Ly}\alpha$. En effet, un spectre $\text{Ly}\alpha$ en absorption est considéré comme la signature d'un burst en train de s'éteindre, or la modélisation du spectre UV de cette galaxie favorise les scénarii avec taux de formation stellaire constant. Nous avons montré que pour reproduire le spectre $\text{Ly}\alpha$ observé, il faut que la largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ intrinsèque soit élevée ($\text{EW}(\text{Ly}\alpha) > 40 \text{ \AA}$), ce qui est compatible avec le taux de formation constant dérivé de la modélisation du spectre UV. C'est la prise en compte des effets de transfert radiatif de la raie $\text{Ly}\alpha$ dans un milieu contenant des poussières qui permet de transformer une forte émission $\text{Ly}\alpha$ intrinsèque en l'absorption observée.

3D Ly α radiation transfer

II. Fitting the Lyman break galaxy MS 1512–cB58 and implications for Ly α emission in high- z starbursts

D. Schaerer^{1,2} and A. Verhamme¹

¹ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
e-mail: daniel.schaerer@obs.unige.ch

² Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

Received 24 October 2007 / Accepted 7 January 2008

ABSTRACT

Aims. To understand the origin of the Ly α line profile of the prototypical Lyman break galaxy (LBG) MS 1512–cB58 and other similar objects. To attempt a consistent fit of Ly α and other UV properties of this galaxy. To understand the main physical parameter(s) responsible for the large variation of Ly α line strengths and profiles observed in LBGs.

Methods. Using our 3D Ly α radiation transfer code (Verhamme et al. 2006, A&A, 460, 397), we compute the radiation transfer of Ly α and UV continuum photons including dust. Observational constraints on the neutral gas (column density, kinematics, etc.) are taken from other analyses of this object.

Results. The observed Ly α profile of MS 1512–cB58 is reproduced for the first time taking radiation transfer and all observational constraints into account. The observed absorption profile is found to result naturally from the observed amount of dust and the relatively high H I column density N_{H} . Radiation transfer effects and suppression by dust transform a strong intrinsic Ly α emission with $EW(\text{Ly}\alpha) \geq 60 \text{ \AA}$ into the observed faint superposed Ly α emission peak. We propose that the vast majority of LBGs have intrinsically $EW(\text{Ly}\alpha) \sim 60\text{--}80 \text{ \AA}$ or larger, and that the main physical parameter responsible for the observed variety of Ly α strengths and profiles in LBGs is N_{H} and the accompanying variation of the dust content. Observed $EW(\text{Ly}\alpha)$ distributions, Ly α luminosity functions, and related quantities must therefore be corrected for radiation transfer and dust effects. The implications of our scenario on the duty-cycle of Ly α emitters are also discussed.

Key words. galaxies: starburst – galaxies: ISM – galaxies: high-redshift – ultraviolet: galaxies – radiative transfer

1. Introduction

Discovered serendipitously by Yee et al. (1996), the Lyman break galaxy (LBG) MS 1512–cB58 (hereafter cB58) located at $z \sim 2.73$ is strongly gravitationally magnified by the foreground cluster MS 1512+36. It is by far the best studied LBG, which has been observed at many wavelengths (see Ellingson et al. 1996; Frayer et al. 1997; Bechtold et al. 1997; Nakanishi et al. 1997; Pettini et al. 2000; Teplitz et al. 2000; Baker et al. 2001; Sawicki 2001; Savaglio et al. 2002; Pettini et al. 2002; Baker et al. 2004; Teplitz et al. 2004). In particular, rest-frame UV (Pettini et al. 2000, 2002), optical (Teplitz et al. 2000, 2004), and radio (Baker et al. 2001, 2004) observations have provided a fairly global picture of this star-forming galaxy and its interstellar medium (ISM): it is young ($\sim 50\text{--}300 \text{ Myr}$); massive ($\sim 10^{10} M_{\odot}$); with a sub-solar metallicity ($Z \sim 2/5 Z_{\odot}$); a star formation rate ($SFR \sim 24 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) typical of LBGs; and it is surrounded by outflowing material at $V_{\text{exp}} \sim 250 \text{ km s}^{-1}$.

Thanks to its apparent brightness the rest-UV spectra of cB58 are of comparable quality as the best-studied local starbursts. This has, in particular, made it possible to detect numerous stellar and interstellar (IS) lines, to study their kinematics, and to use them for detailed UV line fits to constrain the stellar content, age, star formation history etc. of cB58 (e.g. Ellingson et al. 1996; Pettini et al. 2000; de Mello et al. 2000). Apart from its brightness, magnified by a factor ~ 30 thanks to gravitational

lensing (Seitz et al. 1998), the properties of cB58 are empirically found to be typical of LBGs (Shapley et al. 2003). More precisely, in the sample of Shapley et al. (2003), cB58 is found in the quartile ($\sim 25\%$) of LBGs with the strongest Ly α absorption. As a representative of this quartile and given the quality and amount of observational data available, cB58 is of particular interest.

Our objectives are to examine if the observed Ly α line profile and strength of cB58 can be understood, and if one is able to obtain consistent diagnostics from the Ly α line and from the other UV and broadband features used in earlier papers. Such an attempt is carried out here for the first time with a Ly α radiation transfer code (Verhamme et al. 2006). Other LBGs with varying strengths of Ly α emission will be analysed in a subsequent paper (Verhamme et al. 2007). In particular, we wish to elucidate what causes the broad Ly α absorption and very weak superposed Ly α emission in cB58 and in other LBGs showing similar Ly α spectra (cf. Shapley et al. 2003). Similarly, we want to understand what physical parameter(s) distinguish the different subtypes of LBGs showing large variations especially in Ly α . Finally, fitting observed starburst spectra with detailed Ly α radiation transfer modelling should in general provide insight into the use of Ly α as a diagnostic in distant galaxies.

The remainder of the paper is structured as follows. The main observational properties of cB58 are summarised in Sect. 2. The principles of our simulations and fit method are described in

Sect. 3. In Sect. 4, we discuss the implications of our results on the understanding of Ly α emission in LBGs, and on the properties of these galaxies. Our main conclusion are summarised in Sect. 6.

2. Observational constraints from cB58

The main properties of cB58 of relevance for the present paper are summarised in the following.

2.1. Redshift and ISM outflow properties

Direct observations of photospheric lines by Pettini et al. (2000, 2002) assign the systemic redshift at $z_{UV} = 2.7276^{+0.0001}_{-0.0003}$. Teplitz et al. (2004) determine $z_{HII} = 2.729 \pm 0.001$ from rest-frame optical emission lines (H α , [N II], [O III] and H β) of the counterarc “A2”, in agreement with their earlier determination from the main image of cB58. The CO emission line determination by Baker et al. (2004) is $z_{CO} = 2.7265^{+0.0004}_{-0.0005}$.

The interstellar absorption lines and Ly α absorption are blueshifted by $\sim 250 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the galaxy redshift, determined by its photospheric lines. The small Ly α emission peak on top of the absorption (see e.g. Fig. 4) is redshifted by $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ (Pettini et al. 2002). Both are evidence for large-scale outflowing medium around the star-forming galaxy.

Interestingly, and in contrast to the properties seen in the average LBG spectra of Shapley et al. (2003) and spectra of individual $z \sim 3$ LBGs observed by Tapken et al. (2007), Ly α is redshifted in cB58 by a similar amount as the interstellar lines are blueshifted, instead of being redshifted by $\sim +2 \times V_{\text{exp}}$ with respect to the stellar lines (or by $\sim 3 \times V_{\text{exp}}$ from the IS lines). As discussed by Verhamme et al. (2006) the latter behaviour is naturally explained by a spherically symmetric expanding shell with constant velocity, where the emerging Ly α photons mostly originate from scattering on the backside of the shell where they gain redshift of $\sim 2 \times V_{\text{exp}}$. The smaller redshift of Ly α already empirically indicates a deviation from this simple symmetry. This will be substantiated below. We cannot assert how typical/frequent such velocity shifts are from the available data, representing mostly stacked spectra. This will require many high quality spectra of individual LBGs. However, only the Ly α shape, not line shifts, is the criterion used to classify cB58 in the quartile with Ly α absorption.

The low-ionisation ISM absorption lines consistently yield a velocity dispersion $b = 70 \text{ km s}^{-1}$ (Pettini et al. 2002). The neutral hydrogen column density of the outflow is determined by Voigt fitting of the Ly α absorption wings; $N_H = (7.0 \pm 1.5) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ and $N_H = 6^{+1.4}_{-2} \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ is obtained by Pettini et al. (2002) and Savaglio et al. (2002) respectively. Absorption profile line fitting shows that at least $\sim 2/3$ of the low-ionisation material is found at $V = -265 \text{ km s}^{-1}$, with a b parameter of 70 km s^{-1} (Pettini et al. 2002).

The outflow of cB58 is located well in front of the stars and covers them almost completely, since it absorbs almost all the UV light from the background stars. Indeed, Savaglio et al. (2002) find only a small residual mean flux above the zero level in the core of the Ly α absorption feature, whereas it is black for Pettini et al. (2002). Heckman et al. (2001) estimate an areal covering factor for optically thick gas of 98% from the residual intensity at the core of the C II $\lambda 1335$ line.

2.2. Age and star-formation history of cB58

UV spectral fitting, including detailed stellar line profile fits, consistently indicate ages of $\gtrsim 20\text{--}100 \text{ Myr}$ and favour constant star formation over this timescale (Ellingson et al. 1996; Pettini et al. 2000; de Mello et al. 2000). Such an age is also consistent with the observed stellar mass and star formation rate (Baker et al. 2004). Another independent argument in favour of a young age is the underabundance of N and the Fe-peak elements in the ISM of cB58 (Pettini et al. 2002), giving the upper limit age $\lesssim 300 \text{ Myr}$, the timescale for the release of N from intermediate-mass stars.

2.3. Extinction/dust content

The precise amount of extinction in cB58 remains unclear. While Pettini et al. (2000) estimated $E_s(B - V) = 0.29$ from their UV spectral fitting, and Teplitz et al. (2000) calculated $E_g(B - V) = 0.27$ from the H α /H β ratio, Baker et al. (2001) used four methods including a correction of the value derived from the Balmer decrement, obtaining values from $E_s(B - V) = 0.042$ to 0.236 . Here E_s and E_g refer to the color excess of the stellar light and the nebular gas respectively, which are related by $E_s(B - V) = 0.44 E_g(B - V)$ if the Calzetti law (Calzetti et al. 2000) applies. From this we conclude that $E_g(B - V) \sim 0.10\text{--}0.54$, and we adopt a mean value of $E_g(B - V) \sim 0.3$ for simplicity.

2.4. Star formation rate, mass, and metallicity of cB58

The estimated star formation rate from the UV luminosity L_{1500} is $SFR_{UV} \sim 40 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Pettini et al. 2000) after correcting for reddening and gravitational magnification (assuming a magnification factor $\mu = 30$, cf. below). Adopting a lower extinction, based on the Balmer decrement, Baker et al. (2004) derive $SFR_{H\alpha/H\beta} = 23.9 \pm 0.7 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ from H α .

The velocity dispersion measured from nebular and CO emission lines are similar: $\sigma_{HII} = 81 \text{ km s}^{-1}$ (Teplitz et al. 2000), and $\sigma_{CO} = 74 \pm 18 \text{ km s}^{-1}$ (Baker et al. 2004). The dynamical mass deduced from these values, given the physical size of 2.4 kpc of the galaxy (Seitz et al. 1998), is $M_{\text{dyn}} \sim 1. \times 10^{10} M_{\odot}$. The mass of the gas deduced from the CO column density is $M_{\text{gas}} = (6.6^{+5.8}_{-4.3}) \times 10^9 M_{\odot}$ (Baker et al. 2004).

The metallicity derived from the interstellar absorption lines and from the ionised region are compatible: $Z_{\text{IS}} \sim 2/5 Z_{\odot}$ (Pettini et al. 2002) and $Z_{\text{HII}} \sim 1/3 Z_{\odot}$ (Teplitz et al. 2000).

2.5. Gravitational lensing

Lensing reconstruction shows that the primary image of cB58, an arc whose spectrum will be used here, is magnified by $3.35\text{--}4 \text{ mag}$ overall, i.e. a magnification factor $\mu \sim 22\text{--}40$ (Seitz et al. 1998). Approximately only a fraction $0.5\text{--}0.66$ of the source is imaged into the cB58 arc, according to Seitz et al. (1998) and Baker et al. (2004). However, the fact that cB58 follows all the same scaling relations (among Ly α equivalent width, interstellar absorption line strengths, extinction etc. Shapley et al. 2003) obeyed by unlensed LBGs, shows that the spectrum is not an unrepresentative slice of the galaxy.

Table 1. Input parameters of the “standard” cB58 model for the radiation transfer code.

$V_{\text{exp}} = V_{\text{front}}$	255 km s ⁻¹
V_{back}	free
N_{H}	7.0×10^{20} cm ⁻²
b	70 km s ⁻¹
$E_g(B - V)$	0.3
$FWHM(\text{Ly}\alpha)$	80 km s ⁻¹
$EW(\text{Ly}\alpha)$	free

3. Fitting the Ly α spectrum of cB58

3.1. Observations

We used the normalised rest-frame UV spectrum from [Pettini et al. \(2002\)](#), obtained with the Echelle Spectrograph and Imager (ESI) on the Keck telescope II at a resolution of 58 km s⁻¹, and kindly made available to us by Max Pettini. We also examined the UVES spectrum taken with the VLT from [Savaglio et al. \(2002\)](#). Except for slight differences in the normalisation, the spectra showed a very good agreement (cf. Fig. 2). We subsequently used the former spectrum for our line profile fitting.

3.2. Ly α plus UV continuum modeling

To fit the observations we used our 3D Monte Carlo (MC) radiation transfer code *MCLya* ([Verhamme et al. 2006](#)). The code solves the transfer of Ly α line and adjacent continuum photons including the detailed processes of Ly α line scattering, dust scattering, and dust absorption.

For simplicity, and given empirical evidence in favour of a fairly simple geometry in $z \sim 3$ LBGs discussed by [Verhamme et al. \(2006\)](#), we adopted first a simple “super-bubble” model to attempt to fit the observed Ly α line profile. The assumed “standard” geometry is that of an expanding, spherical, homogeneous, and isothermal shell of neutral hydrogen surrounding a central starburst emitting a UV continuum plus Ly α recombination line radiation from its associated H II region. The homogeneity and a covering factor near unity are also supported by the observations (cf. Sect. 2). Taking into account deviations from a constant expansion velocity is necessary to reproduce the observed Ly α profile of cB58, as already indicated from the empirical evidence discussed earlier.

3.2.1. Radiation transfer modeling

The following geometries have been adopted: 1) a spherically symmetric expanding shell with velocity V_{exp} , 2) a foreground slab moving toward the observer with velocity $V_{\text{front}} = V_{\text{exp}}$, and 3) two parallel slabs with different velocities V_{back} and $V_{\text{front}} = V_{\text{exp}}$, respectively, to mimic a shell like geometry allowing for velocity variations between the front and the back of the shell. The value of V_{exp} is taken from the observations. V_{back} is a free parameter.

The other model parameters are: the velocity dispersion given by the Doppler parameter b , the H I column density N_{H} , and the dust absorption optical depth τ_a at Ly α wavelength. We assume that dust and H I are uniformly mixed. As discussed in [Verhamme et al. \(2006\)](#), τ_a relates to the usual extinction $E(B - V) \approx (0.06 \dots 0.11) \tau_a$, where the numerical coefficient covers attenuation/extinction laws of [Calzetti et al. \(2000\)](#), [Seaton \(1979\)](#) and similar. Here we assume $E(B - V) = 0.1 \tau_a$. The values for these parameters, summarised in Table 1, are

taken from the observations of cB58 (Sect. 2). Note that we suppose the color excess measured for the nebular gas is representative of the dust optical depth seen by the Ly α photons.

The spectrum of the central point source is described by the stellar continuum around Ly α , either a flat continuum or synthetic starburst spectra described below, and the nebular recombination line, described by its equivalent width $EW(\text{Ly}\alpha)$ and full width at half maximum $FWHM(\text{Ly}\alpha)$. Although in principle the equivalent width of the intrinsic Ly α emission is determined by the stellar population, i.e. can be predicted by the synthetic spectra, $EW(\text{Ly}\alpha)$ is kept as a free input parameter for the radiation transfer modeling. The resulting fit values will subsequently be compared to values expected from synthesis models to examine if consistent solutions can be obtained. The value for $FWHM$ is taken from the observed H α line (σ_{HII}).

For the spherical shell (1), the emergent spectrum is computed by integration over the entire volume. This assumes that the shell is unresolved and completely integrated within the spectroscopic aperture, which corresponds to ~ 2 kpc ([Seitz et al. 1998](#)). For the slabs (2), the emergent spectra are computed taking the photons emitted within an opening angle of typically 60 degrees into account. The results depend little on the exact opening angle.

All models have been computed using the Monte Carlo (MC) radiation transfer code *MCLya* developed by [Verhamme et al. \(2006\)](#). The code treats the scattering of line and continuum photons in the Ly α line and the adjacent continuum as well as scattering and absorption by dust. In practice, one high statistics MC simulation is run for each set of parameters listed above assuming a constant (flat) input spectrum. By keeping trace of the relation between the input frequency bin of the photons and their emergent frequency, simulations for arbitrary input spectra can be generated a posteriori in an interactive manner. This avoids unnecessary transfer computations without resorting to any simplifying assumption. For comparison with the observations, the theoretical spectrum is finally convolved with a Gaussian to the instrumental resolution.

Simulations for multi-slab geometries (3) have been computed by combining the results from a single slab MC computations in a numerical fashion, modifying appropriately the relative velocity shifts of the slabs and opening angles of the emerging radiation. This allows fast, interactive fitting, without resorting e.g. to approximate analytic fits (cf. [Hansen & Oh 2006](#)).

3.2.2. Synthetic starburst spectra in the Ly α region

When spatially-integrated galaxy spectra are considered, it is a priori necessary to include both stellar and nebular lines in fits of observed spectra. As the region around Ly α is generally not considered and not included or discussed in most evolutionary synthesis codes, we briefly here examine the behaviour of this spectral range. To do so we use the evolutionary synthesis models of [Schaerer \(2003, hereafter S03\)](#) complemented by the recent models of [Delgado et al. \(2005\)](#) including high spectral resolution stellar atmospheres, kindly made available to us by Miguel Cerviño. Only the main ingredients of these model sets shall be summarised here.

The S03 models basically include simplified non-LTE (non local thermodynamic equilibrium) model atmospheres for massive stars ($> 20 M_{\odot}$), and LTE line blanketed Kurucz atmospheres otherwise. The [Delgado et al. \(2005\)](#) models include in particular theoretical high spectral resolution libraries, and all massive stars are treated with the plane parallel non-LTE blanketed TLUSTY code ([Lanz & Hubeny 2003](#)). In both cases the same

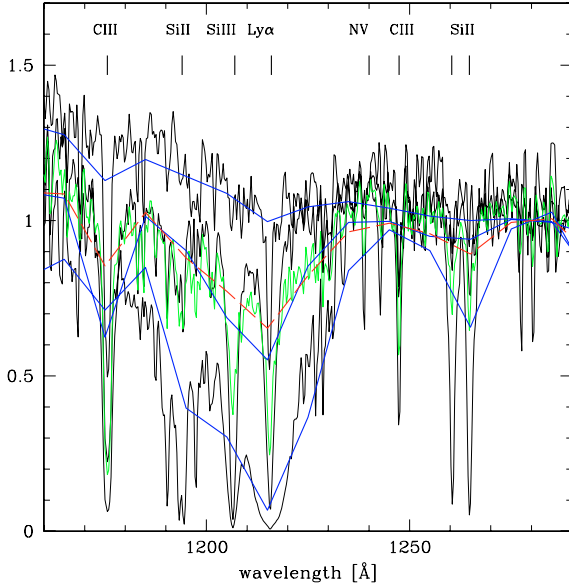


Fig. 1. Predicted stellar spectra around Ly α from the synthesis models of S03 (blue and red low-resolution curves), and the high-resolution models of Delgado et al. (2005) in black and green. Computations for solar metallicity bursts of ages 0.1, 10, and 50 Myr are shown from top to bottom. The green line shows the equilibrium spectrum reached for constant star formation, as the red dashed line for the S03 model. All spectra are in F_λ units, normalised arbitrarily at 1280 Å. The main photospheric line identifications are indicated at the top (cf. text). Note the excellent overall agreement of the two independent models, allowing a reasonable description of the broad absorption around Ly α .

stellar tracks and metallicities, summarised in S03, have been used. With respect to the Ly α region these models represent the most up-to-date computations. The only restriction is that these computations do not treat the stellar winds of the hottest stars, which leads to some modifications of the intrinsic Ly α line profile of these stars. However, unpublished test computations (Martins 2000) show that these effects are small or negligible compared to the underlying Ly α absorption from the bulk of B and A stars and compared to the expected nebular emission. This is also confirmed by Leitherer (2007).

In Fig. 1 we show the spectra predicted by these two syntheses over the spectral range centered on Ly α . The spectra, computed for instantaneous bursts with ages 0.1, 10, and 50 Myr at solar metallicity and for a Salpeter IMF with an upper mass cut-off of 100 $M_\odot$, are normalised arbitrarily at 1280 Å. The high-resolution spectra allow the identification of the main (photospheric) spectral lines, which are the C III multiplet centered at 1175.6 Å, Si II multiplets at $\lambda\lambda$ 1193.3, 1194.5 and 1260.4, 1264.7; the Si III multiplet $\lambda\lambda$ 1206.5, 1207.5; and C III λ 1247.4. The position of the N V multiplet $\lambda\lambda$ 1238.8, 1242.8 formed in the winds of early type stars (not included in the present models) is also indicated.

The temporal behaviour of the Ly α profile in a burst can be sketched as follows: for ages ≤ 10 Myr the Ly α absorption deepens, but remains relatively narrow. At older ages, when stars with a lower ionisation degree in their atmospheres dominate, the Ly α becomes considerably stronger and broader. At > 50 Myr, not shown here, the red wing remains broad, whereas the flux shortward of Ly α disappears very rapidly. For constant (ongoing) star formation the spectrum reaches quite shortly (over ≥ 10 Myr) an equilibrium with a Ly α line profile quite closely resembling that of a ~ 10 Myr burst, as also shown in Fig. 1.

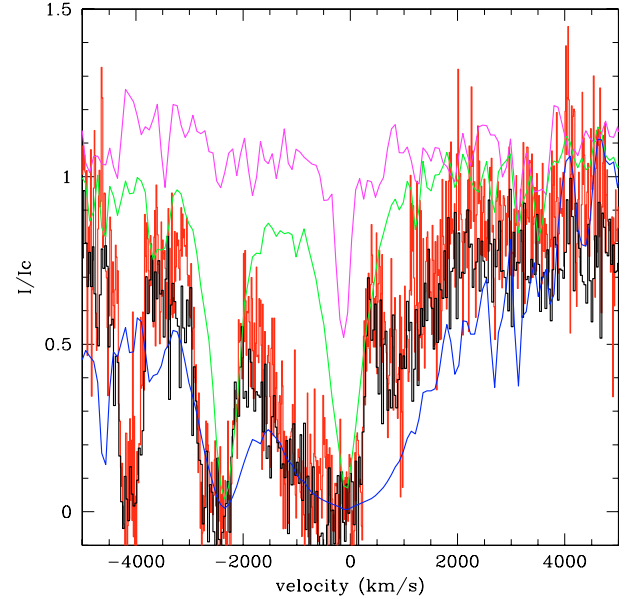


Fig. 2. Observed spectra of cB58 from Pettini et al. (2002) (black) and Savaglio et al. (2002) (red) compared to the high-resolution synthesis models of Delgado et al. (2005) for solar metallicity bursts of ages 0.1, 10, and 50 Myr (in magenta, green and blue from top to bottom). Apart from small differences in the normalisation, the two observed spectra are very consistent. The comparison with the models illustrates how the shape of the red wing of Ly α can clearly be used to exclude bursts of ages larger than 10–50 Myr.

The shape of the red wing of Ly α , up to ~ 1240 Å, provides a useful constraint on the age and star formation history of the starburst. For bursts with ages $\gg 10$ Myr the width of the stellar Ly α absorption become so large, that a measurement of the shape of its red wing can already be distinctive, even without considering interstellar Ly α radiation transfer. For example, for the case of cB58 shown in Fig. 2 the observed Ly α wing is clearly less broad than the burst model at 50 Myr. Younger bursts or a more constant star formation history are therefore required. Of course, other UV spectral lines such as the well-known Si IV and C IV lines, are sensitive to age and star formation history (cf. Leitherer et al. 1995).

As other parts of the UV spectrum (see e.g. Leitherer et al. 1999), the detailed integrated spectrum in the Ly α region also depends somewhat on metallicity (cf. Fig. 3). The main reason is the systematic shift of the average stellar effective temperature with metallicity for a given age. In consequence similar spectra of bursts can be obtained at different metallicities, provided some age shift is allowed for. Despite the detailed metallicity differences, which can be accounted for by using the appropriate high resolution spectra, the overall behaviour of the shape of the Ly α profile remains quite independently of metallicity, as could be expected.

It is also reassuring to note the good overall agreement of the two independent synthesis models, allowing a reasonable description of the broad absorption around Ly α even with low-resolution spectra. In any case predictions from both synthesis models, as well as flat spectra, will be used below as input for the cB58 fits with the Ly α radiation transfer code.

The relative strengths of the stellar Ly α absorption and expected intrinsic nebular emission is illustrated in Fig. 3, where the predicted Ly α equivalent widths of these components are plotted as a function of time for the case of instantaneous bursts and for constant star formation, as well as for three different

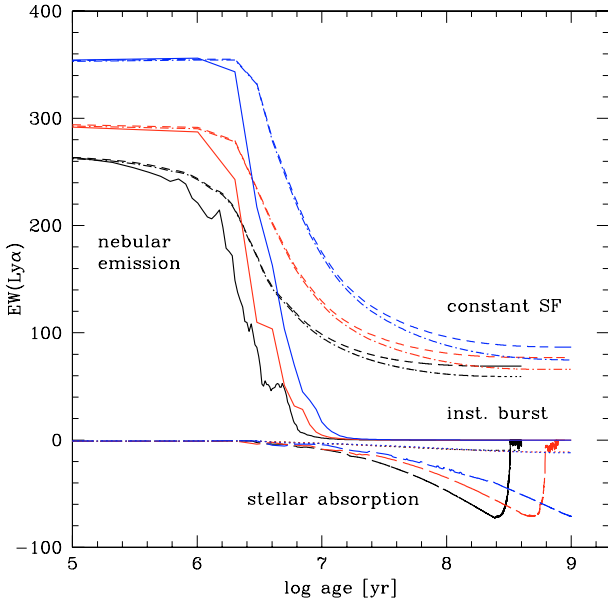


Fig. 3. Predicted Ly α equivalent widths of the nebular emission ($EW(\text{Ly}\alpha) > 0$) and stellar absorption ($EW(\text{Ly}\alpha) < 0$) for instantaneous bursts (solid and long-dashed lines) and models with constant star formation (short dashed, dotted, and dash-dotted). The long-dashed lines show the total EW (nebular + stellar) for constant star formation, the dotted lines the stellar absorption component. Three different metallicities, $Z = 0.02$ (solar, black), 0.004 (red), and 0.0004 (blue) are shown.

metallicities. The behaviour of these quantities is as expected from earlier computations at solar metallicity (Charlot & Fall 1993; Valls-Gabaud 1993). Decreasing metallicity increases the nebular emission and introduces a small age shift in Ly α absorption. For constant star formation over ~ 20 –100 Myr or more, one expects in particular $EW(\text{Ly}\alpha) \sim 60$ –100 Å.

4. Results

We now discuss the simulated spectra assuming different geometries and their dependence on the input parameters.

4.1. Models for a constant velocity shell

The predicted Ly α line profile for a symmetric spherical shell with constant velocity, computed with the input parameters summarised in Table 1 and with $EW(\text{Ly}\alpha) = 0, 10$, and 40 Å, is compared to the observed spectrum in Fig. 4. The input spectrum, here a flat continuum plus line, is also shown for illustration.

As expected from our earlier simulations (Verhamme et al. 2006), the global shape of the theoretic spectrum is similar to the observed one, consisting of a broad damped absorption plus a redshifted asymmetric emission line component whose strength depends on the strength (EW) of the input line. The net absorption is due to dust absorption, since the case considered here is the integrated spectrum of a shell, where all scattered photons are observed. Scattering of photons out of the line of sight is therefore not possible, hence any net absorption must be due to dust. The superposed emission peak results from the radiation transfer of the photons from the original (input) emission line, which are scattered and absorbed, and are able to escape only thanks to their redshift acquired on the back of the shell.

Two main problems are immediately clear from Fig. 4. First, the predicted width of the absorption is insufficient, and

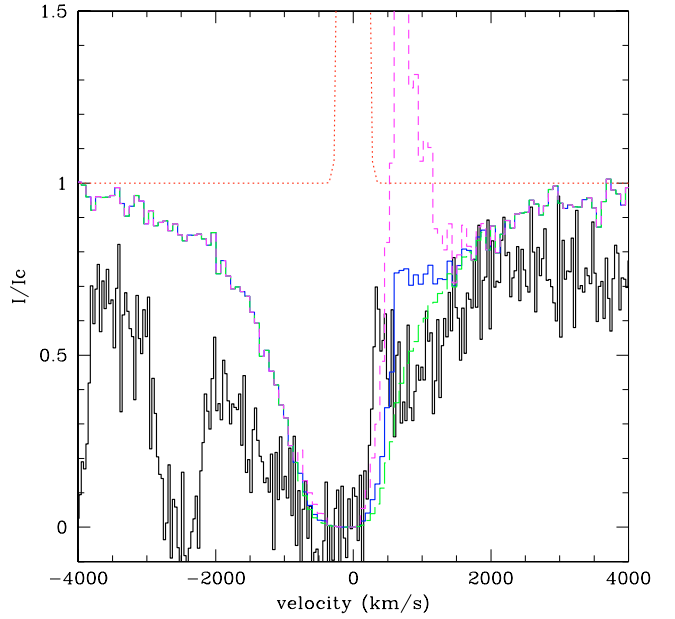


Fig. 4. Predicted Ly α line profile for a symmetric spherical shell with constant velocity, the input parameters summarised in Table 1, and $EW(\text{Ly}\alpha) = 0, 10, 40$ Å (green, blue, magenta respectively). The input spectrum is the red dotted line. The observed spectrum of cB58 from Pettini et al. (2002) is shown in black.

second the position of the predicted Ly α emission peak is found at overly large positive velocities. The first problem can be solved by increasing the column density of the shell. As already mentioned above, and first pointed out by Verhamme et al. (2006), an integrated shell geometry necessarily requires a larger N_{H} to reproduce a simple Voigt profile of the same width as a slab of the same column density. The second discrepancy with the simple shell model could also be anticipated (cf. Sect. 2) since the redshifted peak of Ly α is expected at $2 \times V_{\text{exp}}$, whereas the observations show the peak around $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$. As the velocity shift of the Ly α peak is a fairly generic feature of symmetric expanding shell models, it is clear that this discrepancy cannot be resolved by changes of the input parameters, such as N_{H} , b , $E(B - V)$, etc. This has been confirmed by numerous model calculations.

Note also that this model allows only for a fairly weak intrinsic Ly α emission with $EW(\text{Ly}\alpha) < 10$ Å, much lower than the value expected from synthesis models for the star formation history derived for cB58 (cf. below).

4.2. Single slab model

Given the difficulties with a simple shell model and the fact that the direct observational constraints on the outflow only relate to cold material in front of the UV source, one could ask the question whether a single moving foreground slab (without any backscattering source) could explain the observations. In other words, this boils down to the question if the observed velocity shift of $\sim 255 \text{ km s}^{-1}$ between stellar and interstellar absorption lines could be enough to allow for a partial transmission of the intrinsic Ly α line, such that it appears at velocities $\gtrsim 250 \text{ km s}^{-1}$? The simple answer obtained from many simulations is no. More precisely, with the observed column density, b parameter, $E(B - V)$, and $FWHM(\text{Ly}\alpha)$ the transmission of Ly α line photons emitted at line center ($V = 0$) through a slab is negligible, and hence no line is formed on top of the broad

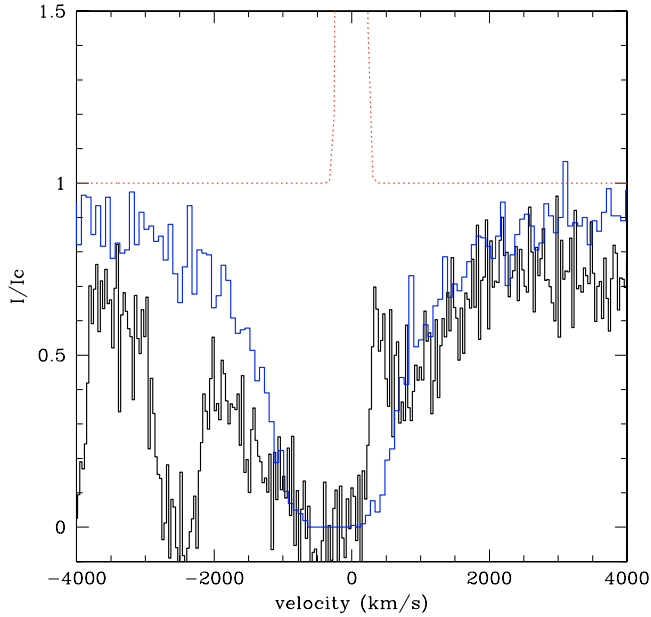


Fig. 5. Observed (black) and predicted Ly α line profile for the single foreground slab model (blue). The input spectrum, shown by the red dotted line has $EW(\text{Ly}\alpha) = 40 \text{ \AA}$.

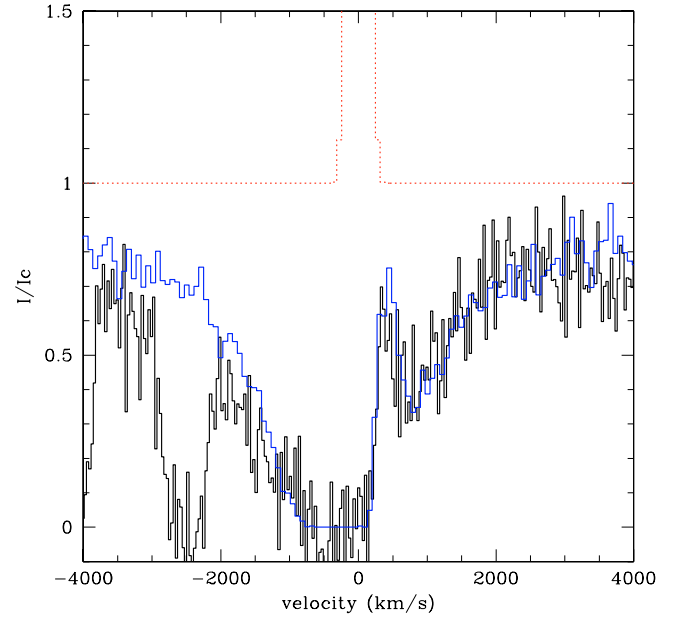


Fig. 6. Observed (black) and predicted Ly α line profile for the two-slab model described in Sect. 4.3 (blue). The input spectrum is shown by the red dotted line.

absorption line profile, independent of the intrinsic Ly α equivalent width. This is shown in Fig. 5.

For enough line photons to escape through the slab, the intrinsic emission line must be redshifted by $>200 \text{ km s}^{-1}$, which is larger than the possible redshift of $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ found by Teplitz et al. (2000) from 10 restframe optical nebular emission lines¹. In any case, such a solution would require a large intrinsic Ly α equivalent width ($EW(\text{Ly}\alpha) \gtrsim 40 \text{ \AA}$) in agreement with the results found below.

Hence the presence and position of the Ly α peak together with a relatively large H I column density testified by the damped absorption most likely excludes a pure foreground slab. To allow for the Ly α transmission, a receding background screen must be present so that the Ly α photons can gain an additional redshift by bouncing off the back in a similar fashion as a the spherical shell. Such a situation will be simulated now.

4.3. Models for two moving slabs

To attempt to reproduce the observed Ly α emission component we now assume a geometry with two parallel slabs, one in front and one in the back of the UV and Ly α source. While the velocity and the other parameters of the approaching foreground slab are fixed by the observations (cf. Table 1), the velocity V_{back} of the receding slab is kept as a free parameter.

A good fit to the observed spectrum of cB58 is found for $V_{\text{back}} \sim 140 \text{ km s}^{-1}$, as shown in Fig. 6. For this choice of V_{back} the velocity shift of the receding slab is sufficient to allow a non-zero transmission of the reflected Ly α photons through the foreground slab, and low enough to produce the peak at the observed velocity of $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$. The emergent spectrum is basically independent of the properties (e.g. N_{H}) of the background slab, which merely acts as a moving mirror. This is clear since the spectrum reflected from a slab depends only on the thermal

width b , and only weakly so ($\propto b^{-1/2}$), as e.g. shown by Hansen & Oh (2006).

Interestingly, the value of the second free parameter, the intrinsic Ly α equivalent width $EW(\text{Ly}\alpha)$, is required to be $EW \gtrsim 80 \text{ \AA}$ to reproduce the observed strength of the Ly α emission peak. In our two-slab model the solid angle under which the receding “mirror” is seen by the foreground slab governs the required EW , since this controls the relative amount of photons received from direct and reflected radiation at the back of the foreground slab. The lower limit on $EW(\text{Ly}\alpha)$ given above is obtained by assuming a solid angle of 2π . The observations are compatible with arbitrarily larger values of $EW(\text{Ly}\alpha)$.

Instead of the flat continuum we have also examined models using the more realistic synthetic spectra including stellar Ly α absorption presented above (Sect. 3.2.2) plus nebular Ly α emission as input for the radiation transfer calculations. The resulting Ly α profile, shown in Fig. 7, is of similar quality for a slightly lower input Ly α equivalent width of $\gtrsim 60 \text{ \AA}$.

Fits using different combinations of the column density and extinction could be examined, given the uncertainty in the dust optical depth discussed above (cf. Sect. 2). Using, e.g., lower values of $E_g(B - V)$ and our “standard” value for N_{H} leads to a narrower Ly α absorption profile, which would require a higher column density. Quantifying the degeneracies around the solution found here is beyond the scope of this paper. In any case, it is quite clear that the main conclusion, a high column density and the need for a large intrinsic Ly α equivalent width, must be quite robust with respect to these degeneracies. This must be the case since a high column density is required to create the broad Ly α absorption (independent of the exact geometry), and in this case the escape fraction of Ly α photons “injected” close to line center is low quite independent of the exact dust content.

In summary, we conclude that with the simple geometry considered here we are able to reproduce for the first time the observed Ly α profile of cB58 with a radiation transfer model using all observed constraints on the outflow plus just two free parameters, V_{back} and $EW(\text{Ly}\alpha)$. One of the interesting conclusions from this analysis shows that the observed absorption

¹ As pointed out by Pettini et al. (2002) this possible small reshift could well be due to uncertainties in the absolute wavelength calibration.

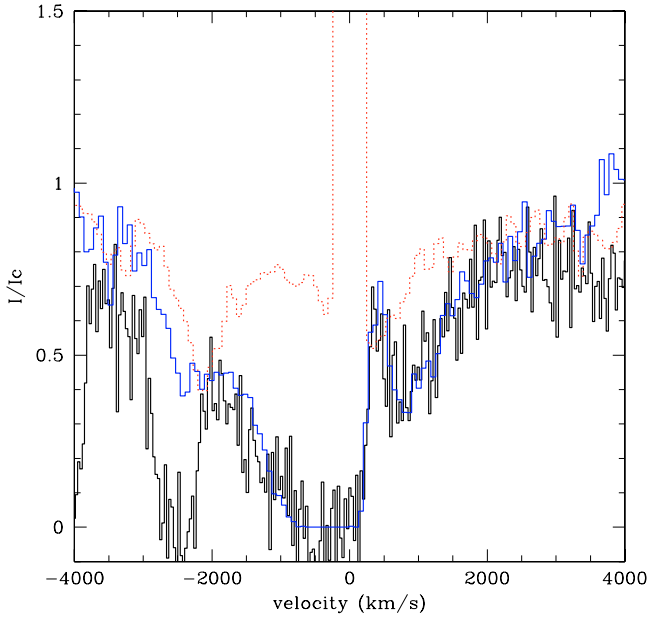


Fig. 7. Same as Fig. 6, but using high resolution spectra from evolutionary synthesis models for the description of the stellar continuum. The input spectrum, arbitrarily normalised, is shown by the red dotted line.

dominated Ly α line profile of cB58 is compatible with an intrinsically very different spectrum with a strong ($EW(\text{Ly}\alpha) \gtrsim 60 \text{ \AA}$) Ly α emission line. Radiation transfer effects and the presence of dust transform the intrinsic starburst spectrum to the observed one.

5. Discussion: a unifying scenario for Ly α emission in LBGs

As we have shown above the observed Ly α spectrum of cB58 is compatible with an *intrinsically* strong Ly α emission (with $EW(\text{Ly}\alpha) > 60 \text{ \AA}$). Hence this is compatible with the equivalent width expected for a starburst with a constant star formation rate over $>50\text{--}100 \text{ Myr}$, the timescale over which $EW(\text{Ly}\alpha)$ reaches a constant equilibrium value of $\sim 60\text{--}80 \text{ \AA}$ for a “standard” IMF and metallicities comparable to that of cB58 (see Fig. 3 and Schaerer 2003). Therefore, the observed Ly α strength and profile are compatible with the star-formation histories derived from detailed modelling of the rest-UV properties, who consistently found a constant star formation rate and ages up to ages of $\sim 20\text{--}100 \text{ Myr}$ (cf. Ellingson et al. 1996; Pettini et al. 2000; de Mello et al. 2000). Constant star formation over such timescales, instead of an aged burst that would be responsible for a low $EW(\text{Ly}\alpha)$, is also physically more plausible for objects like cB58 having large star formation rates, large physical scales, etc. Taking into account Ly α radiation transfer and dust allows us to reconcile these diagnostics.

Both detailed analysis of the rest-UV spectra of some LBGs and broadband SED fitting of many LBGs typically yields stellar ages of several hundred Myr and fairly constant or slowly decreasing star formation rates (cf. Shapley et al. 2001; Papovich et al. 2001; Pentericci et al. 2007). These results and our analysis of cB58 indicate fairly long star formation timescales, in contrast e.g. to the suggestion of Ferrara & Ricotti (2006).

The object cB58 is part of the quartile of $z \sim 3$ LBGs showing a Ly α dominated by absorption with faint or little Ly α emission (Shapley et al. 2003). Therefore we can expect that these

objects behave similar to cB58 and hence have much higher *intrinsic* Ly α equivalent widths and higher *intrinsic* Ly α luminosities. In other words, observed distribution functions of $EW(\text{Ly}\alpha)$ and the Ly α luminosity function must be strongly modified by radiation transfer and dust effects, and the fraction of objects with low $EW(\text{Ly}\alpha)$ ($L(\text{Ly}\alpha)$) must be “artificially” overestimated.

Taking radiation transfer and dust into account should therefore allow us to reconcile observed Ly α strengths with relatively long ($\gg 50 \text{ Myr}$) “duty cycles” of LBGs. In any case, age differences between ~ 200 and 400 Myr found by Pentericci et al. (2007) for LBGs with and without Ly α emission respectively, cannot be the direct cause of the observed Ly α differences. If our scenario also works for Ly α emitters (henceforth LAEs, i.e. Ly α selected LBGs) and the suppression of Ly α photons is sufficient, it could explain the relatively low percentage of star-forming galaxies with no/little Ly α emission and hence reduce the need for short starburst episodes invoked e.g. by Malhotra & Rhoads (2002). This would then also help to reconcile the lower number densities of LAEs compared to LBGs despite the agreement in their bias (Kovač et al. 2007).

It may be reasonable to expect that most of the LBGs have quite similar *minimum intrinsic* Ly α equivalent widths of $\sim 60\text{--}80 \text{ \AA}$ determined by constant star formation over $>50\text{--}100 \text{ Myr}$. Larger EW s are expected for objects dominated by younger ($\lesssim 10\text{--}40 \text{ Myr}$) populations (cf. Fig. 3). Lower EW s would then be expected either in post-starburst objects or due to transfer and dust effects. Since the outflow velocities of LBGs do not vary strongly between subsamples with different Ly α strengths² we propose that the main factor leading to the diversity of Ly α strengths in LBGs is their H I column density and concomitantly their dust content³.

This suggestion is compatible with the observational correlations found between $E(B-V)$ and $EW(\text{Ly}\alpha)$ (e.g. Shapley et al. 2003; Tapken et al. 2007) and with the differences in extinction found by Pentericci et al. (2007) between two subsamples of $z \sim 4$ LBGs. It also broadly agrees with Ly α line profile fitting of LBGs with strong Ly α emission, discussed in the next paper of this series (Verhamme et al. 2007).

Given observed mass-metallicity relations (e.g. Tremonti et al. 2004; Erb et al. 2006) it may be quite natural to speculate that the difference in N_{H} and dust content is related to the galaxy mass to first order. The data of Shapley et al. (2001) show such a trend. In this case, more massive LBGs would be more dusty, and hence display lower $EW(\text{Ly}\alpha)$, although they could have intrinsically identical Ly α emission properties. Such a trend is, e.g., found by Pentericci et al. (2007). The absence of bright LBGs (in the UV restframe) with high Ly α equivalent widths (in emission) reported in many papers (e.g. Shapley et al. 2003; Ando et al. 2004; Tapken et al. 2007) would also naturally be explained by this fact, if the SFR correlates with mass, as observed for star forming galaxies out to $z \sim 2$ (see Elbaz et al. 2007; Daddi et al. 2007; Noeske et al. 2007).

Relevant for determining the Ly α properties are, however, the total H I column density and the relative dust to H I content.

² The expansion velocities determined by one third of the velocity shift between the interstellar absorption lines and the Ly α peak, $V_{\text{exp}} \sim 1/3\Delta(V_{\text{ISM}}, V(\text{Ly}\alpha))$ is $\sim 160\text{--}260 \text{ km s}^{-1}$ for the sample of Shapley et al. (2003).

³ If the dust-to-gas ratio remains constant, both N_{H} and the dust content increase in lockstep.

Assuming the latter to be constant⁴, the above suggestion would imply larger amounts of H I in more massive LBGs, known to hold at least in nearby galaxies (Kennicutt 1998). However, since the H I responsible for shaping Ly α is found in outflows it may only trace a fraction of the total neutral hydrogen content. Hence the H I column density derived from the Ly α fits may not be a good tracer of the gas mass, and hence may not simply scale with galaxy mass. Correlating the outflow properties more closely to those of the host galaxy may require dynamical modeling (e.g. Ferrara & Ricotti 2006; Blaizot et al. 2007).

While the “scenario” proposed here to explain the diversity of Ly α line strengths in LBGs seems consistent with the observations, it remains to be tested more generally. LBGs with strong Ly α emission have also been studied with our radiation transfer models for this purpose and are broadly in agreement with the scenario proposed here (Verhamme et al. 2007). Alternative explanations have also been proposed. For example, Shapley et al. (2001) have from empirical evidence suggested age as the main difference in LBGs, where younger objects are more dusty, and hence show less Ly α emission. However, it is not clear why older LBGs would contain less dust, especially since outflows, supposedly used to expel the dust, are ubiquitous in all LBGs and since precisely these outflows are the location where the emergent Ly α spectrum is determined. Also, why would younger LBGs be more massive than older ones as their data would imply? Ferrara & Ricotti (2006) have proposed that LBGs host short-lived (30 ± 5 Myr) starburst episodes, whose outflows – when observed at different evolutionary phases – would give rise to the observed correlations between IS lines and Ly α . However, their conclusion may need to be revised since the “observed” wind velocity versus SFR relation (their Fig. 1) is incorrect and flatter than assumed⁵. Furthermore the ages obtained from SED and spectral fits of LBGs show older ages and fairly constant star formation histories, as mentioned earlier.

In Paper III of this series (Verhamme et al. 2007) we will examine how our models are able to explain various correlations observed among Ly α , IS lines, and other properties of LBGs (Shapley et al. 2003) and LAEs. Further work will be needed to test the scenario proposed here, to understand more precisely the relations between LBGs and LAEs, and to understand the links between star-formation, host galaxy, and outflow properties.

6. Conclusions

A 3D Ly α and UV continuum radiation transfer code (Verhamme et al. 2006) has for the first time been applied to the prototypical Lyman break galaxy MS 1512–cB58 at $z = 2.7$. Since this is one of, if not the best studied LBG, and since it is part of the quartile of LBGs showing predominantly Ly α in absorption (cf. Shapley et al. 2003), a detailed Ly α line profile analysis including radiation transfer and dust effects is of great interest.

Three different geometries were explored for the material surrounding the central starburst; a spherically symmetric

expanding shell with velocity V_{exp} , a foreground slab moving toward the observer, and a geometry mimicking a shell with a lower velocity in the back. We used all available observational constraints (see Table 1). In particular these include: the velocity V_{exp} of the foreground material; its Doppler parameter b ; column density N_{H} ; and the observed extinction. We took the width of the intrinsic Ly α emission from the observed *FWHM* of H α . The two free parameters were: the equivalent width of the intrinsic Ly α emission, and the velocity V_{back} of the background slab (if applicable).

Our radiation transfer calculations have confirmed what could be expected from our earlier expanding shell simulations and from the lower-than-usual observed velocity shift between the peak of “remnant” Ly α emission and the blue IS absorption lines (cf. Sect. 2.1); the Ly α line profile of cB58 cannot be reproduced by an expanding shell with isotropic constant velocity V_{exp} . Assuming, however, a lower shell velocity in the back allowed us to obtain excellent fits to the observed Ly α line profile. Interestingly, the input spectrum requires a fairly strong Ly α emission, with a lower limit of $EW(\text{Ly}\alpha) \gtrsim 60$ Å. Radiation transfer and the suppression of photons by dust are responsible for transforming such an input spectrum into the observed Ly α absorption profile with a superposed faint emission peak. In this way, the observed Ly α line strength and profile can be reconciled with the strong intrinsic Ly α emission expected from the approximately constant star-formation history of cB58 derived from earlier detailed UV spectral analysis (cf. Pettini et al. 2000; de Mello et al. 2000).

In fact we suggest that cB58 and most other LBGs have intrinsically $EW(\text{Ly}\alpha) \sim 60\text{--}80$ Å or larger, and that the main physical parameter responsible for the observed variety of Ly α strengths and profiles in LBGs is N_{H} and the accompanying variation of the dust content (see Sect. 5). This explains not only the absorption-dominated object cB58, but also observed correlations between $E(B - V)$ and $EW(\text{Ly}\alpha)$ in LBGs, the absence of bright LBGs with strong Ly α emission, and other correlations.

Among the implications from our work are that observed $EW(\text{Ly}\alpha)$ distributions and Ly α luminosity functions must be corrected for radiation transfer and dust effects. Furthermore relatively short duty cycles, suggested earlier in the literature, are not required to explain the variations observed between different LBG types. Our proposed unifying scenario will be detailed further and subjected to additional tests in a subsequent publication on a sample of LBGs with strong Ly α emission (Verhamme et al. 2007). Providing a clearer picture of the physical links between the observables including Ly α line strength and profile, and the star-formation, host galaxy, and outflow properties and evolution of LBGs and LAEs remains an objective for the near future.

Acknowledgements. We thank Max Pettini and Sandra Savaglio for providing us with their high resolution UV spectra of cB58, and Miguel Cerviño for synthetic high-resolution spectra. This work was supported by the Swiss National Science Foundation.

References

- Ando, M., Ohta, K., Iwata, I., et al. 2004, *ApJ*, 610, 635
- Baker, A. J., Lutz, D., Genzel, R., Tacconi, L. J., & Lehnert, M. D. 2001, *A&A*, 372, L37
- Baker, A. J., Tacconi, L. J., Genzel, R., Lehnert, M. D., & Lutz, D. 2004, *ApJ*, 604, 125
- Bechtold, J., Yee, H. K. C., Elston, R., & Ellingson, E. 1997, *ApJ*, 477, L29
- Blaizot, J., et al. 2007, *A&A*, in preparation
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
- Charlot, S., & Fall, S. M. 1993, *ApJ*, 415, 580
- Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, 670, 156

⁴ Combining e.g. the dependence of the dust-to-gas ratio on metallicity O/H from Lisenfeld & Ferrara (1998) with the mass-metallicity relation at $z \gtrsim 2$ (Erb et al. 2006), gives a very small dependence of the dust-to-gas ratio on galaxian mass.

⁵ They assume $v_w = 1/2\Delta(V_{\text{ISM}}, V(\text{Ly}\alpha))$ instead of the weaker dependence $v_w \sim 1/3\Delta(V_{\text{ISM}}, V(\text{Ly}\alpha))$ obtained from shell models and supported by direct measurements of stellar, IS, and Ly α velocity shifts. Furthermore their SFR values differ from those quoted in Shapley et al. (2003).

- Delgado, R. M. G., Cerviño, M., Martins, L. P., Leitherer, C., & Hauschildt, P. H. 2005, *MNRAS*, 357, 945
- de Mello, D. F., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 2000, *ApJ*, 530, 251
- Elbaz, D., Daddi, E., Le Borgne, D., et al. 2007, *A&A*, 468, 33
- Ellingson, E., Yee, H. K. C., Bechtold, J., & Elston, R. 1996, *ApJ*, 466, L71
- Erb, D. K., Shapley, A. E., Pettini, M., et al. 2006, *ApJ*, 644, 813
- Ferrara, A., & Ricotti, M. 2006, *MNRAS*, 373, 571
- Frayser, D. T., Papadopoulos, P. P., Bechtold, J., et al. 1997, *AJ*, 113, 562
- Hansen, M., & Oh, S. P. 2006, *MNRAS*, 367, 979
- Heckman, T. M., Sembach, K. R., Meurer, G. R., et al. 2001, *ApJ*, 558, 56
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Kovač, K., Somerville, R. S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., & Wang, J. 2007, *ApJ*, 668, 15
- Lanz, T., & Hubeny, I. 2003, *ApJS*, 146, 417
- Leitherer, C. 2007, in *Ly- α workshop: lessons from local to high-z galaxies*, IAP, Paris, <http://www2.iap.fr/lyman07/>
- Leitherer, C., Robert, C., & Heckman, T. M. 1995, *ApJS*, 99, 173
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Lisenfeld, U., & Ferrara, A. 1998, *ApJ*, 496, 145
- Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2002, *ApJ*, 565, L71
- Martins, F. 2000, Master's thesis, Université Paul-Sabatier, Toulouse
- Nakanishi, K., Ohta, K., Takeuchi, T. T., et al. 1997, *PASJ*, 49, 535
- Noeske, K. G., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, *ApJ*, 660, L43
- Papovich, C., Dickinson, M., & Ferguson, H. C. 2001, *ApJ*, 559, 620
- Pentericci, L., Grazian, A., Fontana, A., et al. 2007, *A&A*, 471, 433
- Pettini, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., & Giavalisco, M. 2000, *ApJ*, 528, 96
- Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., et al. 2002, *ApJ*, 569, 742
- Savaglio, S., Panagia, N., & Padovani, P. 2002, *ApJ*, 567, 702
- Sawicki, M. 2001, *AJ*, 121, 2405
- Schaerer, D. 2003, *A&A*, 397, 527
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Seitz, S., Saglia, R. P., Bender, R., et al. 1998, *MNRAS*, 298, 945
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2001, *ApJ*, 562, 95
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, *ApJ*, 588, 65
- Tapken, C., Appenzeller, I., Noll, S., et al. 2007, *A&A*, 467, 63
- Teplitz, H. I., McLean, I. S., Becklin, E. E., et al. 2000, *ApJ*, 533, L65
- Teplitz, H. I., Malkan, M. A., & McLean, I. S. 2004, *ApJ*, 608, 36
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, *ApJ*, 613, 898
- Valls-Gabaud, D. 1993, *ApJ*, 419, 7
- Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, *A&A*, 460, 397
- Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2007, *A&A*, in preparation
- Yee, H. K. C., Ellingson, E., Bechtold, J., Carlberg, R. G., & Cuillandre, J.-C. 1996, *AJ*, 111, 1783

Chapitre 6

Les galaxies du FORS Deep Field

Dans cet article, nous présentons d'abord les ajustements réalisés pour reproduire les 11 spectres Ly α en émission que nous avons sélectionnés avec le meilleur signal sur bruit parmi les 16 spectres observés à la résolution R=2000 par Tapken et al. (2007). Ensuite, nous comparons la valeur des paramètres déterminés par les ajustements du spectre Ly α avec les déterminations précédentes, à partir du continu UV ou même d'autres longueurs d'onde. Enfin, nous discutons de la distinction entre LBGs et LAES, et proposons un scénario qui unifie ces deux populations de galaxies à grand redshift.

Cet article a été soumis à A&A le 25 février 2008. Nous avons (enfin) reçu les commentaires du réferee le 23 avril 2008. L'article est accepté pour publication, après quelques changements mineurs.

3D Ly α radiation transfer

III. Constraints on gas and stellar properties of $z \sim 3$ Lyman break galaxies (LBG) and implications for high- z LBGs and Ly α emitters

A. Verhamme¹, D. Schaerer^{1,2}, H. Atek³, and C. Tapken⁴

¹ Geneva Observatory, University of Geneva, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland
 e-mail: anne.verhamme@unige.ch

² Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 Avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

³ Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

⁴ Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

Received 25 February 2008 / Accepted 22 May 2008

ABSTRACT

Aims. The aim of our study is to understand the variety of observed Ly α line profiles and strengths in Lyman Break Galaxies (LBGs) and Ly α emitters (LAEs), the physical parameters governing them, and hence derive constraints on the gas and dust content and stellar populations of these objects.

Methods. Using our 3D Ly α radiation transfer code including gas and dust, MCLya, we fit 11 LBGs from the FORS Deep Field with redshifts between 2.8 and 5. A simple geometry of a spherically expanding shell of H I is adopted.

Results. The variety of observed Ly α profiles is successfully reproduced. Most objects show outflow velocities of $V_{\text{exp}} \sim 150\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$; two objects are most likely quasi-static. The radial H I column density ranges from $N_{\text{HI}} \sim 2 \times 10^{19}$ to $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Our Ly α profile fits yield values of $E(B - V) \sim 0.05\text{--}0.2$ for the gas extinction. We find indications for a dust-to-gas ratio higher than the Galactic value, and for a substantial scatter. The escape fraction of Ly α photons is found to be determined primarily by the extinction, and a simple fit formula is proposed. In this case a measurement of $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ can yield $E(B - V)$, if the intrinsic Ly α equivalent width is known (or assumed). Intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \sim 50\text{--}100 \text{ \AA}$ are found for 8/11 objects, as expected for stellar populations forming constantly over long periods ($\geq 10\text{--}100 \text{ Myr}$). In three cases we found indications of younger populations. Our model results also allow us to understand observed correlations between $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ and other observables such as $FWHM(\text{Ly}\alpha)$, $E(B - V)$, $SFR(\text{UV})$ etc.

We suggest that most observed trends of Ly α , both in LBGs and LAEs, are driven by variations of N_{HI} and the accompanying variation of the dust content. Ultimately, the main parameter responsible for these variations may be the galaxy mass. We also show that there is a clear overlap between LBGs and LAEs: at $z \sim 3$ approximately 20–25% of the LBGs of Shapley et al. (2003, ApJ, 588, 65) overlap with $\sim 23\%$ of the LAEs of Gronwall et al. (2007, ApJ, 667, 79). Radiation transfer and dust effects explain the increase of the LAE/LBG ratio, and a higher percentage of LBGs with strong Ly α emission with increasing redshift.

Key words. line: profiles – radiative transfer – galaxies: starburst – galaxies: ISM – galaxies: high-redshift – ultraviolet: galaxies

1. Introduction

Ly α line radiation, often of the brightest emission lines in distant star-forming galaxies, is now frequently observed over a wide redshift range (e.g. Hu et al. 1998; Kudritzki et al. 2000; Malhotra & Rhoads 2002; Ajiki et al. 2003; Taniguchi et al. 2005; Shimasaku et al. 2006; Kashikawa et al. 2006; Tapken et al. 2006; Gronwall et al. 2007; Ouchi et al. 2007). Numerous narrow-band and other surveys use this line to search for galaxies at specific cosmic ages, and to hunt for the most distant objects in the universe (see Willis & Courbin 2005; Cuby et al. 2007; Stark et al. 2007a). Extremely deep “blind” spectroscopic exposures have revealed very faint objects through their Ly α emission (Rauch et al. 2007), illustrating the discovery potential of future instruments such as the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) for the Very Large Telescope (VLT) and extremely large telescopes.

Ly α measurements are used to infer a number of properties such as redshift, star formation rates, constraints on the

ionisation of the intergalactic medium and hence on cosmic reionisation, trace large scale structure at high redshift etc. (see e.g. Schaerer 2007, for an overview, and references therein). However, given the physics of this generally optically thick resonance line, quantitative interpretations of Ly α are often difficult or even ambiguous, as shown by detailed studies of nearby starbursts carried out during the last decade (Lequeux et al. 1995; Kunth et al. 1998; Mas-Hesse et al. 2003; Hayes et al. 2005, 2007; Atek et al. 2008).

With the increased computer power and the availability of Ly α radiation transfer codes (cf. Ahn et al. 2000, 2002; Cantalupo et al. 2005; Hansen & Oh 2006; Dijkstra et al. 2006a; Tasitsiomi 2006; Verhamme et al. 2006; Pierleoni et al. 2007; Laursen et al. 2008) we can not only predict Ly α in different astrophysical situations (e.g. galaxy and cosmological simulations) but also compare observed Ly α properties (line profiles, equivalent widths, etc.) of individual galaxies (nearby and distant ones) with detailed 3D radiation transfer calculations. This is one of the aims of our paper.

Two galaxy populations, the well known Lyman Break Galaxies (LBGs) and the Ly α emitters (LAEs), currently represent the largest samples of distant galaxies, at least from $z \sim 3$ to 6.5. Important questions remain unanswered about them, closely related to their Ly α emission and absorption.

LBGs show a great diversity of Ly α profiles and strengths, reaching from strong emission, over P-Cygni type profiles, to strong absorption (see e.g. [Shapley et al. 2003](#)). Furthermore the Ly α properties are found to correlate with other quantities such as the strength of interstellar lines (IS), extinction, the star formation rate (SFR) etc. However, the origin of these variations and correlations remains largely unknown or contradictory at best. For example, [Shapley et al. \(2001\)](#) suggested age as the main difference between LBG groups with different Ly α strength, where objects with Ly α in absorption would be younger and more dusty. However, it is not clear why older LBGs would contain less dust, especially since outflows, supposedly used to expel the dust, are ubiquitous in all LBGs and since these outflows are the location where the emergent Ly α spectrum is determined. [Ferrara & Ricotti \(2006\)](#) proposed that LBGs host short-lived (30 ± 5 Myr) starburst episodes, whose outflows – when observed at different evolutionary phases – would give rise to the observed correlations between IS lines and Ly α . However, the ages obtained from SED and spectral fits of LBGs show older ages and fairly constant star formation histories (cf. [Ellingson et al. 1996](#); [Pettini et al. 2000](#); [Shapley et al. 2001](#); [Papovich et al. 2001](#); [Pentericci et al. 2007](#)). [Pentericci et al. \(2007\)](#) find that $z \sim 4$ LBGs without Ly α emission are on average somewhat older ($\sim 410 \pm 70$ versus 200 ± 50 Myr) and more massive than those with Ly α in emission. However, given the significant amount of ongoing star formation inferred for both galaxy subsample types (with/without Ly α emission) from their SED fits, intrinsic Ly α emission is expected in both subsamples. The apparent differences in age and ratio of age over star formation time scale (τ) can therefore not be a physical cause of the observed Ly α variations. [Erb et al. \(2006\)](#), from an analysis of $z \sim 2$ LBGs, also find that more massive galaxies have fainter Ly α (or Ly α in absorption); following the arguments of [Mas-Hesse et al. \(2003\)](#) they suggest that this is mostly due to an increased velocity dispersion of the interstellar medium, indicated by the increased strength of the saturated IS lines, which would increase the fraction of Ly α being absorbed. However, from radiation transfer modelling we find that the behaviour of the Ly α escape fraction is not linear with the velocity dispersion in the ISM ([Verhamme et al. 2006](#), and below). Other physical parameters may play a more important role in the destruction of Ly α .

Important questions also remain concerning the properties of LAEs, their similarities and differences with respect to LBGs, and about the overlap between these galaxy populations. Since a fraction of LBGs show strong enough Ly α emission to be detected with the narrow-band technique mostly used to find LAEs there must definitely be an overlap. For example, at $z \sim 3$ approximately 25% of the LBGs of Steidel and collaborators ([Shapley et al. 2003](#)) have $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} \geq 20 \text{ \AA}$ (restframe), sufficient to be detected in the LAE survey of [Gronwall et al. \(2007\)](#). However, what the properties of LAEs are e.g. in terms of stellar populations (age, star formation histories, ...), mass, dust content, outflows, metallicity etc. is not yet well established, although the first such analyses have recently become available (see [Schaerer & Pelló 2005](#); [Lai et al. 2007, 2008](#); [Gronwall et al. 2007](#); [Gawiser et al. 2007](#); [Pirzkal et al. 2007](#); [Finkelstein et al. 2007b](#)). Understanding the nature of LAEs and their relation to LBGs is also crucial since the contribution of the LAE

population to the known starburst population seems to increase with redshift ([Hu et al. 1998](#); [Shimasaku et al. 2006](#); [Nagao et al. 2007](#); [Ouchi et al. 2007](#); [Dow-Hygelund et al. 2007](#); [Reddy et al. 2007](#)).

Several types of theoretical models have been constructed during the last few years aimed at understanding LAE and LBG populations, the relation between the two populations, and to use them as constraints for galaxy formation scenarios, cosmic reionisation, and other topics ([Thommes & Meisenheimer 2005](#); [Le Delliou et al. 2006](#); [Mori & Umemura 2006](#); [Dijkstra & Wyithe 2007](#); [Kobayashi et al. 2007](#); [Mao et al. 2007](#); [Stark et al. 2007b](#); [Nagamine et al. 2008](#)). Observational constraints on crucial parameters such as the Ly α escape fraction from LBGs and LAEs, and other insight from radiation transfer models are, however, badly needed to reduce uncertainties and degeneracies in these modeling approaches.

With these questions about LBGs and LAEs in mind, we have recently started to model a variety of $z \sim 3$ starbursts with our new Ly α radiation transfer code ([Verhamme et al. 2006](#), Paper I). First we studied the well known $z \sim 2.7$ LBG MS1512-cB58 (cB58 for short), whose spectrum is dominated by strong Ly α absorption ([Schaerer & Verhamme 2008](#), Paper II). In this third paper of the series we present an analysis of 11 LBGs observed with FORS2 at the VLT with sufficient spectral resolution ($R \sim 2000$) to allow detailed Ly α profile fitting to constrain their properties. Taken together, the objects analysed in Papers II and III cover a wide range of Ly α strengths and also different morphologies, including absorption dominated Ly α and Ly α emission lines with equivalent widths between ~ 6 and $150 \text{ \AA}$ (restframe). The variety of objects modeled in Papers II and III thus covers in particular the entire range of Ly α strengths defining the 4 spectral groups of the LBG sample of [Shapley et al. \(2003\)](#), the largest currently available at $z \sim 3$. Furthermore, several of the objects we model have strong enough Ly α emission to classify as LAEs, according to the criteria used in many surveys. Our analysis represents the first modeling attempt of Ly α line profiles of high redshift galaxies with a detailed radiation transfer code including gas and dust and treating line and continuum radiation.

The remainder of the paper is structured as follows. A description of the radiation transfer code, the assumptions, and input parameters is given in Sect. 2. In Sect. 3 we model the Ly α profiles of the individual objects. Our main fitting results are discussed and compared with other observations in Sect. 4. Other properties are derived in Sect. 5. In Sect. 6 we propose a unifying scenario for LBGs and LAEs and discuss several implications. Our main conclusions are summarised in Sect. 7.

2. Ly α radiation transfer modeling

To fit the observations we used our 3D Monte Carlo (MC) radiation transfer code *MCLya* ([Verhamme et al. 2006](#)). The code solves the transfer of the Ly α line and adjacent continuum photons including the detailed processes of Ly α line scattering, dust scattering, and dust absorption. The main assumptions required for the modeling concern the geometry, the choice of the input parameters, and the input spectrum. We discuss them now in turn.

2.1. Geometry

For simplicity, and given empirical evidence in favour of a fairly simple geometry in $z \sim 3$ LBGs discussed by [Verhamme et al. \(2006\)](#), we adopted first a simple “super-bubble” model to

Table 1. Sample of 11 LBG galaxies taken from [Tapken et al. \(2006\)](#) with their observational constraints.

ID	type	z	SFR_{UV} [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	$SFR_{Ly\alpha}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	β	$\Delta\nu(\text{em} - \text{abs})$ [km s^{-1}]	$EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$ [$\text{\AA}$]	$FWHM(Ly\alpha)_{\text{obs}}$ [km s^{-1}]
1267	C	2.788 ± 0.001	1.16 ± 0.25	1.49 ± 0.08			129.8 ± 27.41	235 ± 34
1337	A	3.403 ± 0.004	27.28 ± 1.15	2.10 ± 0.14	-2.43	607	6.69 ± 0.46	597 ± 84
2384	A	3.314 ± 0.004	22.74 ± 0.77	10.8 ± 0.27	-0.55		83.19 ± 3.89	283 ± 47
3389	A	4.583 ± 0.006	14.85 ± 2.47	9.20 ± 0.38			38.82 ± 10.95	354 ± 70
4454	A	3.085 ± 0.004	1.98 ± 0.49	2.25 ± 0.08	-2.42		74.38 ± 11.84	323 ± 47
4691	B	3.304 ± 0.004	17.88 ± 0.75	16.31 ± 0.14	-2.46		79.44 ± 1.61	840 ± 115
5215	C	3.148 ± 0.004	26.20 ± 0.80	9.57 ± 0.21	-1.71		32.48 ± 1.06	483 ± 90
5550	A	3.383 ± 0.004	44.78 ± 1.07	3.27 ± 0.20	-1.81	620	6.36 ± 0.40	424 ± 85
5812	A	4.995 ± 0.006	5.24 ± 0.79	9.60 ± 0.18			153.8 ± 26.6	226 ± 23
6557	A	4.682 ± 0.006	13.85 ± 1.39	3.35 ± 0.15			30.51 ± 3.04	380 ± 135
7539	B	3.287 ± 0.003	29.87 ± 0.78	2.45 ± 0.46	-1.74	80	6.84 ± 0.46	1430 ± 230

ID (Col. 1), Ly α profile type (2), systemic redshift from [Noll et al. \(2004\)](#) except for FDF1267, where z is from T07 (3), the UV (4) and Ly α (5) star formation rate, the slope of the UV continuum β (6), the velocity shift between the LIS lines and Ly α , $\Delta\nu(\text{em} - \text{abs})$ (7), the observed $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$ (8) and $FWHM(Ly\alpha)_{\text{obs}}$ (9). EW s and $FWHM$ are given in the restframe; we here denote them by “observed” for distinction with “intrinsic” or “theoretical” values to be derived later.

attempt to fit the observed Ly α line profile. The assumed geometry is that of an expanding, spherical, homogeneous, and isothermal shell of neutral hydrogen surrounding a central starburst emitting a UV continuum plus Ly α recombination line radiation from its associated H II region. We assume that dust and H I are uniformly mixed.

The homogeneity and a large covering factor of the absorbing medium are supported by observations of LBGs and nearby starbursts. For example, the outflow of cB58 is located well in front of the stars and covers them almost completely, since it absorbs almost all the UV light from the background stars. Indeed, [Savaglio et al. \(2002\)](#) find only a small residual mean flux above the zero level in the core of the Ly α absorption feature, whereas it is black for [Pettini et al. \(2002\)](#). [Heckman et al. \(2001\)](#) estimate an area covering factor for optically thick gas of 98% from the residual intensity at the core of the C II $\lambda 1335$ line. A somewhat lower covering factor may be indicated for LBGs with strong Ly α emission ([Shapley et al. 2003](#)). For simplicity, and in the absence of further observational constraints, we will assume a covering factor of unity.

2.2. Shell parameters

As described in Paper II, the outflow is modelled by a spherical, homogeneous, and isothermal shell of neutral hydrogen and dust centered on a point source. Four parameters characterise the physical conditions in the shell:

- the expansion velocity V_{exp} ;
- the Doppler parameter b ;
- the neutral hydrogen column density N_{HI} ;
- the dust absorption optical depth τ_a .

In principle V_{exp} is constrained by observations, either directly measured by the blueshift of low ionisation interstellar lines (hereafter LIS) compared to stellar lines ([Pettini et al. 2002](#)), or from the shift between absorption LIS lines and Ly α in emission, $\Delta\nu(\text{em} - \text{abs})$, when the stellar lines are too faint to be observed ([Shapley et al. 2003](#)). Otherwise V_{exp} will be constrained by Ly α line profile fits. In [Verhamme et al. \(2006\)](#) we showed that radiation transfer effects lead to $\Delta\nu(\text{em} - \text{abs}) \approx 3 \times V_{\text{exp}}$ in expanding shells with $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. For lower column densities the peak of the redshifted Ly α emission may trace $\sim V_{\text{exp}}$ (leading to $\Delta\nu(\text{em} - \text{abs}) \sim 2V_{\text{exp}}$), instead of twice this value

(cf. [Verhamme et al. 2006](#), and also Fig. 17). For three of the 11 objects to be modeled here $\Delta\nu(\text{em} - \text{abs})$ has been measured (see Table 1).

The Doppler parameter b , describing the random motions of the neutral gas possibly including microturbulence, is kept as a free parameter. $b \sim 13 \text{ km s}^{-1}$ corresponds to thermal motion for $T = 10^4 \text{ K}$; for the lensed LBG cB58 [Pettini et al. \(2002\)](#) derived $b \sim 70 \text{ km s}^{-1}$ from fits of LIS lines.

Although presumably the neutral column density and the dust amount are physically related, e.g. by a given dust-to-gas ratio, both parameters are kept free in our modeling procedure. The resulting values will later be compared to available observational constraints.

We assume that dust and H I are uniformly mixed. As discussed in [Verhamme et al. \(2006\)](#), the dust optical depth τ_a relates to the usual extinction $E(B - V) \approx (0.06 \dots 0.11) \tau_a$, where the numerical coefficient covers attenuation/extinction laws of [Calzetti et al. \(2000\)](#), [Seaton \(1979\)](#) and similar. Here we assume $E(B - V) = 0.1 \tau_a$.

2.3. The intrinsic spectrum in the Ly α region

The synthetic stellar spectrum of star-forming galaxies close to Ly α is described in Paper II. The stellar continuum presents an absorption feature around Ly α whose strength varies in time, depending on the SF history, on the age of the star-forming galaxy, and less on its metallicity ([Schaerer 2003](#); [Delgado et al. 2005](#)).

The main H and He recombination lines created in the H II region surrounding the starburst are also predicted by the models of [Schaerer \(2003](#), hereafter S03): for metallicities between 1/50 $Z_{\odot}$ and solar the strength of Ly α varies from $EW(Ly\alpha)_{\text{int}} \sim 250\text{--}360 \text{ \AA}$ at early time after the burst, and declines until zero for a burst whereas it reaches an equilibrium value of $60\text{--}100 \text{ \AA}$ for objects with a constant star formation rate (SFR) after $\sim 50\text{--}100 \text{ Myr}$ (see also Fig. 15).

In Paper II, we showed that the fitting of the observed star-forming galaxy cB58 depends only very little on the details of the stellar continuum around Ly α . Since the objects modeled here show stronger Ly α emission than cB58, which is dominated by absorption, neglecting the detailed shape of the stellar continuum is even more justified here. Therefore we model the input

spectrum as a flat continuum plus a Gaussian emission line described by two parameters:

- the equivalent width, $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$; and
- the full width at half maximum, $FWHM(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$.

What “reasonable” values should we adopt for these parameters? Our first approach, to reduce the number of free parameters in the model, was to test if a unique scenario was conceivable, i.e. if we could fit all data with the same intrinsic Ly α spectrum, the differences in the observed spectra would then come from radiation transfer effects in the outflowing medium. These objects are likely starburst galaxies with a constant star formation (SF) history as derived from their UV low/medium-resolution spectra (Noll et al. 2004; Mehlert et al. 2006), so we fix the intrinsic equivalent width to $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 60\text{--}100 \text{ \AA}$, as derived from the S03 models. We adopted the intrinsic value $FWHM(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 100 \text{ km s}^{-1}$, as it is comparable to the values measured from the velocity dispersion of H α and CO lines in cB58 (Teplitz et al. 2000; Baker et al. 2004), and the dispersion measured in 16 starbursts at $z \sim 2$ by Erb et al. (2003).

2.4. Description of the method

We ran a grid of ~ 500 models with varying physical conditions in the shell. The expansion velocity was varied from 0 to 400 km s^{-1} in steps of 50 km s^{-1} , the neutral column density from 2×10^{19} to $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, the dust amount from $E(B-V) = 0$ to 0.4 ($\tau_a = 0, 0.1, 0.5, 1., 2., 3.,$ and $4.$), and the Doppler parameter from $b = 10$ to 200 km s^{-1} (10, 20, 40, 80, and 200 km s^{-1}).

In contrast to the four shell parameters, there is no need to run a new Monte Carlo simulation each time we want to change the input Ly α spectrum. This can be made a posteriori without resorting to any simplifying assumption. To do so we run each simulation of the four-dimensional grid with a flat continuum as input spectrum, e.g. the same number of photons per frequency bin, and we record this input frequency for each photon. Once the simulation is done, we construct output spectra corresponding to the input frequency bins and we assign a different weight to each, in order to reconstruct any input spectrum shape (for example, a flat stellar continuum+a Gaussian centered on Ly α , or a synthetic starburst spectrum as in Paper II).

From each calculation we derive the integrated spectrum (Ly α line profile) emerging from the expanding shell. For comparison to the observations, our synthetic spectra are convolved with a Gaussian with $FWHM = 150 \text{ km s}^{-1}$ corresponding to the experimental resolution. As shown below, moving in the space of these 6 input parameters, we can reproduce the whole diversity of observed Ly α spectra, ranging from double-peaked profiles to broad absorption or asymmetric emission lines.

Finally, our calculations allow us also to derive the Ly α escape fraction f_e . This is computed from

$$f_e = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f_e(v) \times \phi(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} \phi(v) dv}, \quad (1)$$

where $\phi(v)$ is the intrinsic Ly α line profile computed from the MC simulation, and $f_e(v)$ is the escape fraction in each input frequency bin computed from the MC simulation.

3. Fits of the FORS Deep Field sample

3.1. Description of the FDF sample

Our work uses the FORS Deep Field sample presented by Tapken et al. (2007, hereafter T07). Therefore, we give a brief

overview of their work. T07 present the medium-resolution spectra ($R = 2000$) of 16 high-redshift galaxies. The target selection for the objects of T07 was based on the FDF spectroscopic survey (Noll et al. 2004). The FDF spectroscopic survey aimed at obtaining low-resolution spectra ($R \approx 200$) of intrinsically bright galaxies with a photometric redshift (Bender et al. 2001; Gabasch et al. 2004) between $z \approx 1$ and 5 with a high signal-to-noise ratio (≥ 10). The spectra of 90 galaxies with redshift between 2 and 5 were analysed and published electronically by Noll et al. (2004). The deep (up to 10 h integration time with FORS1/FORS2) low-resolution spectra allowed them to derive the redshift with high accuracy and reliability, and to search for even weak signs of AGN activity of the objects. Based on the low-resolution spectra, T07 selected starburst galaxies with strong Ly α emission and/or with bright UV-restframe continuum for the follow-up medium-resolution spectroscopy.

These medium-resolution spectra were obtained with FORS2 at the VLT UT4 using the holographic grisms 1400 V and 1200 R. The spectral resolution of both grisms is $R \approx 2000$. The spectral range of the 1400 V (1200 R) grism is about 4500 to 5800 (5700 to 7300) $\text{\AA}$. All data were collected in service mode using one MXU mask for each grism. The total integration time of the 1400 V (1200 R) observations is 6.25 h (9.45 h). The data were reduced using the MIDAS-based FORS pipeline (Noll et al. 2004). For more details see T07.

The spectra of all objects of T07 include the Ly α profile. However, only eleven Ly α profiles have a sufficient SNR (> 10), which allows a detailed comparison with our theoretical models. The properties of this sample are listed in Table 1. Note that except when stated otherwise all equivalent widths are given in the restframe; we denote them by “observed” equivalent widths to distinguish them from “intrinsic” or “theoretical” values to be derived later.

Eight galaxies have redshifts around $z \approx 3$, while 3 galaxies have redshift with $4.5 < z < 5$. While only a few Ly α profiles of our sample show an absorption component (FDF5550), all our profiles display an emission component. The equivalent width of the emission component ranges between $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} = 6$ and $150 \text{ \AA}$. This Ly α equivalent width is measured using the continuum redwards of the Ly α emission line (at $\approx 1300 \text{ \AA}$). Although the majority of LBGs have Ly α equivalent widths lower than $20 \text{ \AA}$, 8/11 of our galaxies have an equivalent width (of the total Ly α line, including absorption and emission) higher than $20 \text{ \AA}$. Therefore 70% of our sample would be detected in a typical narrow-band survey, searching for LAEs.

As described by T07 the profiles show a wide range of morphologies. For convenience, we divide the galaxies in three groups according to their Ly α profile: (A) Ly α emitters with asymmetric profiles: FDF1337, FDF2384, FDF3389, FDF4454, FDF5550, FDF5812, and FDF6557; (B) double-peak profiles FDF4691 and FDF7539; and (C) asymmetric Ly α plus a blue bump: FDF5215 and FDF1267.

3.2. The fitting procedure

For fits with our synthetic spectra the observed, non-normalised spectra were transformed to velocity space using the redshift listed in Table 1. If necessary z was adjusted within the error bars cited. We then use the same normalisation as Tapken et al. (2007) to determine $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$. Finally, we overlay synthetic spectra on observed ones and estimate fit qualities. The spectral parts we focus on are location of the peak, the shape of the peak

Table 2. Summary of the best fits derived from our model of a spherical expanding shell surrounding a starburst to reproduce a sample of 11 spectra from Tapken et al. (2006).

ID	type	$V_{\text{exp}} [\text{km s}^{-1}]$	$b [\text{km s}^{-1}]$	$N_{\text{HI}} [\text{cm}^{-2}]$	τ_a	$EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} [\text{\AA}]$	$FWHM(\text{Ly}\alpha) [\text{km s}^{-1}]$	f_e
1337	A	200	20	5×10^{20}	1.0	55	100	0.12
5550	A	200	20	5×10^{20}	1.5	65	100	0.05
2384	A	150	20	3×10^{19}	1.0	170	100	0.16
4454	A	150	20	2×10^{19}	0.5	100	150	0.42
5812	A	150	20	2×10^{19}	1.0	280	100	0.16
3389	A	150	20	2×10^{19}	0.5	50	150	0.45
6557	A	150	20	4×10^{19}	1.0	70	100	0.17
4691	B	10.	20.	8×10^{19}	0.0	80	1000	1.0
7539	B	25.	40.	5×10^{20}	0.5	100	100	0.28
5215	C	200	20	2×10^{15}	0.01	25	700	1.0
5215	C	400	20	7×10^{20}	1.0	120	100	0.12
1267	C	50	20	2×10^{19}	0.1	150	300	0.64
1267	C	300	20	3×10^{20}	2.0	500	100	0.02

Columns 1 and 2 are the object ID and Ly α profile type respectively. Columns 3 to 8 give the model parameters, Col. 9 the derived Ly α escape fraction.

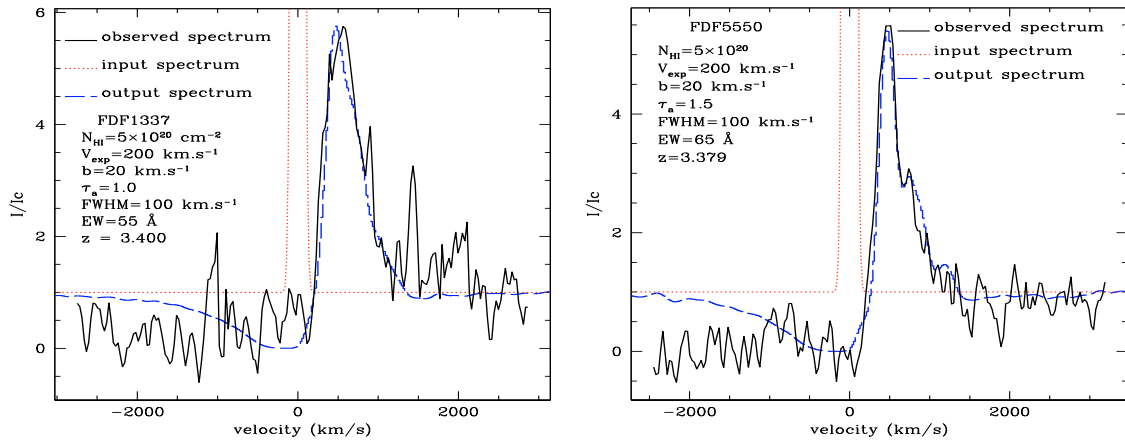


Fig. 1. Ly α line profile fits for FDF1337 (left), and FDF5550 (right), two of the best constrained cases. The observed spectra are shown with the black solid line, model fits as blue dashed curve, the intrinsic (input) profile with the red dotted line. All spectra are normalised to unity in the red (positive velocities). The fit parameters are indicated in the figure and in Table 1. The expanding shell model reproduces well the faint and broad asymmetric Ly α emission lines. The secondary peak, or the “bump” in the red extended wing is also reproduced for $b = 20 \text{ km s}^{-1}$. Note that the intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$ of these objects is larger than the observed one by approximately one order of magnitude.

and the extended wing, knowing that the blue side of the spectrum could be affected by the surrounding IGM.

The parameters of the best fits, as well as derived parameters from our model like the escape fraction are summarised in Table 2. Multiple entries correspond to multiple solutions of similar quality.

3.3. The asymmetric profiles (group A)

Among the 11 objects, 7 present the characteristic Ly α asymmetric emission line (FDF1337, 5550, 2384, 4454, 5812, 3389 and 6557). This line shape can be understood by radiation transfer effects through an expanding medium (Verhamme et al. 2006). Indeed, Tapken et al. (2007) were able to measure a velocity shift between the interstellar absorption lines and the Ly α emission line for two of these objects, FDF1337 and FDF5550, because their UV continuum is bright. Both of them present a shift of $\sim 600 \text{ km s}^{-1}$ (cf. Table 1), a clear sign of

outflows, which is most likely related to 3 times the expansion velocity of the shell as shown in Verhamme et al. (2006).

3.3.1. FDF1337 and FDF5550

To model FDF1337 and FDF5550, we have therefore fixed $V_{\text{exp}} = 600/3 = 200 \text{ km s}^{-1}$, and we proceed to adjust the 3 remaining shell parameters. Our best fits and the corresponding parameters are presented in Fig. 1. Note that both spectra are fitted with an intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \sim 60 \text{ \AA}$, which corresponds to the equilibrium value reached by a galaxy with constant star formation after 50–100 Myr (cf. Fig. 15). Even if the observed $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ is an order of magnitude lower, the intrinsic predicted $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$ seems to be “standard” in this sense. Dust (we find $\tau_a = 1.0$ for 1337 and 1.5 for 5550, i.e. $E(B-V) \sim 0.1-0.15$) in a high neutral column density ($N_{\text{HI}} = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) outflow causes this attenuation. The derived Ly α escape fraction is $f_e = 0.052$ for FDF5550 and $f_e = 0.121$ for FDF1337. A rather small Doppler parameter, $b = 20 \text{ km s}^{-1}$, is derived compared

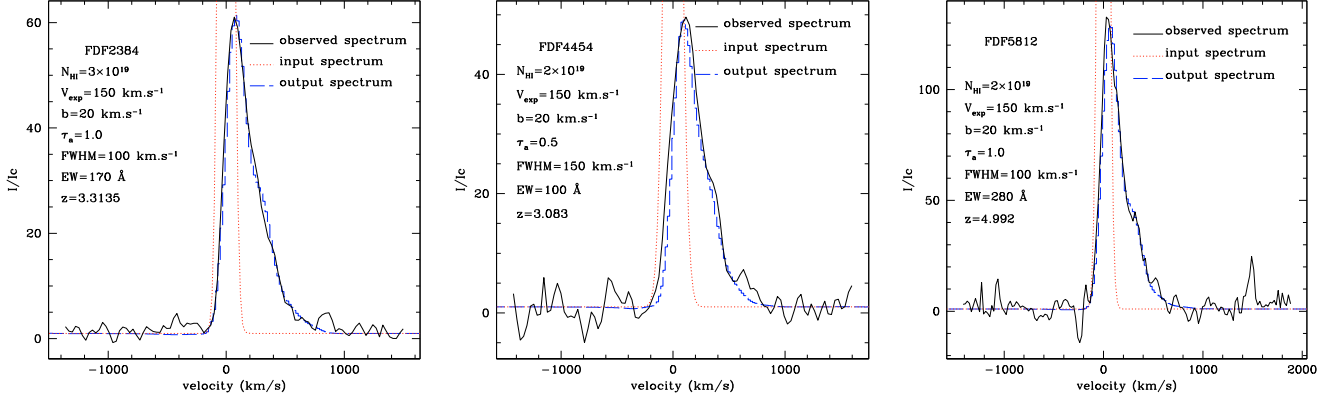


Fig. 2. Line profile fits for the three strongest Ly α emitters of the sample, presenting all a narrow asymmetric emission line: FDF2384 (*left*), FDF4454 (*middle*), and FDF5812 (*right*). Same symbols as figure in 1. The expansion velocity of the shell is $V_{\text{exp}} \sim 150 \text{ km s}^{-1}$, similar to the two precedent objects. The dust content is similar too, but N_{HI} is one order of magnitude lower. The intrinsic Ly α EW is also larger, particularly for FDF5812 ($\text{EW}(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 280 \text{ \AA}$), but these values depend strongly on the continuum determination, which is quite uncertain for these faint objects. See text for more details.

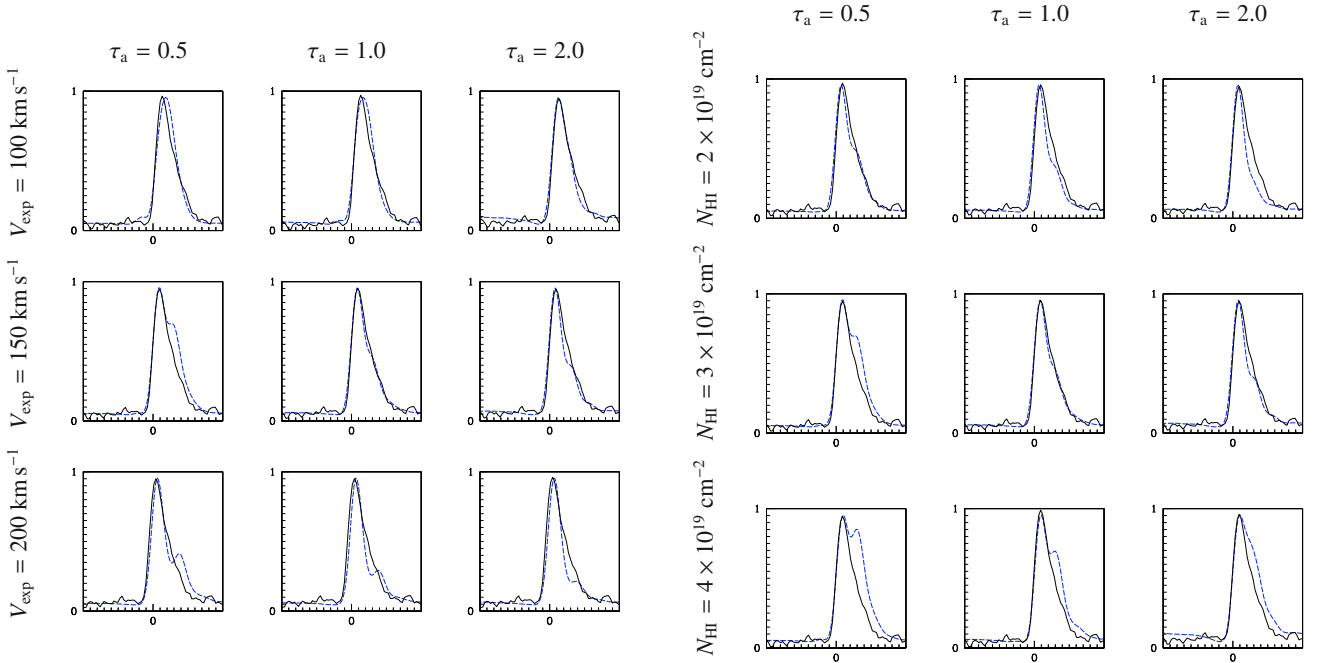


Fig. 3. Grid of predicted Ly α line profiles (blue dashed lines) compared to observed spectral line of FDF2384 to illustrate the constraints on the fit parameters N_{HI} , V_{exp} , and τ_a . All models have been computed with the same Doppler parameter ($b = 20 \text{ km s}^{-1}$), and the same input spectrum (a flat continuum+a Gaussian emission line with $\text{EW}_{\text{int}} = 80 \text{ \AA}$ and $\text{FWHM}_{\text{int}} = 100 \text{ km s}^{-1}$). *Left* 3×3 panel: variations of V_{exp} (from 100 to 200 km s^{-1} from *top* to *bottom* line) and τ_a (from 0.5 to 2.0 from *left* to *right*) for fixed $N_{\text{HI}} = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. *Right* 3×3 panel: variations of N_{HI} (from $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ to $N_{\text{HI}} = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$) and τ_a (from 0.5 to 2.0 from *left* to *right*) for fixed $V_{\text{exp}} = 150 \text{ km s}^{-1}$.

to cB58 ($b_{\text{CB58}} = 70 \text{ km s}^{-1}$) to reproduce the secondary peak on the elongated red wing. Note the extension of this red wing over $\sim 1500 \text{ km s}^{-1}$.

3.3.2. FDF2384, FDF4454, and FDF5812

The Ly α fits for these objects are shown in Fig. 2. The profiles differ from the former by their high $\text{EW}(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} > 70 \text{ \AA}$, and a less extended red wing ($\sim 600 \text{ km s}^{-1}$). This leads to simulated neutral column densities an order of magnitude lower and higher escape fractions ($f_e > 0.15$, cf. Table 2).

To illustrate how well constrained the model parameters are we will present in detail the fitting of the object FDF2384. In Fig. 3 a fraction of the model grid we use is shown for a fixed value $b = 20 \text{ km s}^{-1}$, and for several values of V_{exp} , N_{HI} and τ_a . The central profile of each 3×3 grid illustrates the best fitting profile for FDF2384. The observed profile of FDF2384 is overlaid on each cell. The overall behaviour of the spectra shown in this figure can be summarised as follows.

When V_{exp} increases, multi-peaks appear on the extended red wing. Indeed, the location of the second red-peak related to “backscattered” photons – photons which are reflected by the

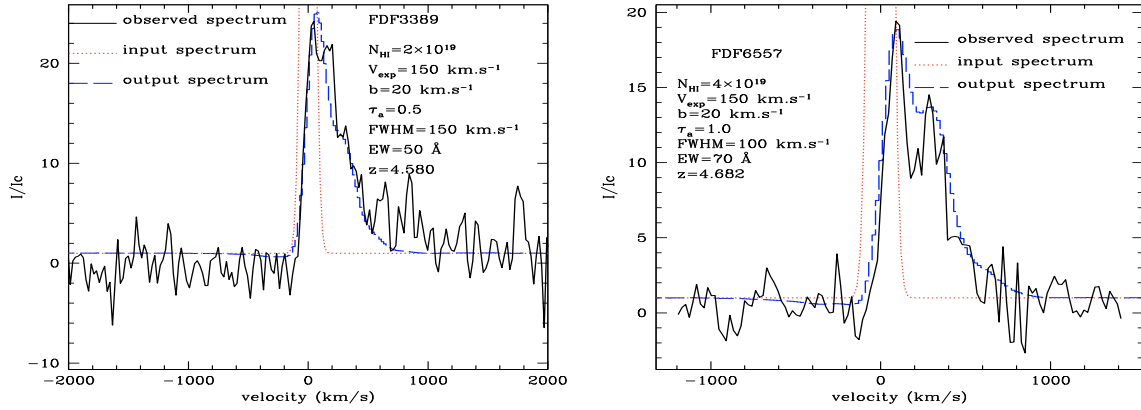


Fig. 4. Line profile fits for FDF3389 (*left*) and FDF6557 (*right*) showing asymmetric spectra with probable secondary structures on the red wing. Same symbols as in Fig. 1. The parameters derived from our fitting ($V_{\text{exp}} = 150 \text{ km s}^{-1}$, $N_{\text{HI}} \sim 2\text{--}4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\tau_a = 0.5\text{--}1$) are similar to the 3 narrow asymmetric cases (cf. Fig. 2) except for lower intrinsic EW, which here show values compatible with expectations for constant SFR over long timescales.

receding shell through the interior – is at $V_p \sim 2V_{\text{exp}}$, so when V_{exp} increases, the separation between this peak and the one at lower velocity (from the first-red-peak due to scatterings in the forthcoming part of the shell) increases (for more details, see Verhamme et al. 2006).

When N_{HI} increases, the “extension” of the Ly α line increases – the width between the sharp blue edge and the end of the red extended wing. Although very clear, this effect is relatively modest here, since N_{HI} changes only by a factor 2. This effect is easily understood by the increase of the optical depth in the medium, forcing Ly α to reach frequencies further from line center to escape.

When τ_a increases, photons that undergo the highest number of scatterings will be destroyed, on average. This enhances the peaks made of back-scattered photons, whose escape is easier, thanks to this mechanism, than the escape of diffusing photons.

The Doppler parameter is fixed to $b = 20 \text{ km s}^{-1}$, because higher values broaden the profiles too much, and secondary bumps are smoothed. Variations of b are discussed in Sect. 3.6.2.

The overall shape of the Ly α profile of FDF2384 is smooth, with a small bump visible in the extended red wing (at $V \sim 400 \text{ km s}^{-1}$); its position corresponds to $V_{\text{exp}} \sim 150 \text{ km s}^{-1}$. Thanks to the “extension” of the line in FDF2384, we can fix $N_{\text{HI}} \sim (2\text{--}4) \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Finally, the relative height of the bump compared to the main peak will determine correlated values for N_{HI} and τ_a , and two combinations are possible: ($N_{\text{HI}} = 2 \times 10^{19}$ and $\tau_a = 0.5$) provides a reasonable fit, but the best fit is obtained with ($N_{\text{HI}} = 3 \times 10^{19}$ and $\tau_a = 1.0$), as shown in Fig. 2.

The derived best fit escape fraction is $f_e \sim 0.16$. There are large differences of the escape fraction, when τ_a increases from 0.5 to 2, going from $f_e \sim 40\%$ to $f_e < 5\%$; correspondingly the intrinsic strength of the emission line varies from $EW_{\text{int}} \sim 120$ to $170 \text{ \AA}$.

We proceed the same way to fit FDF4454 and FDF5812, which appear quite similar: the expanding shell has the same velocity $V_{\text{exp}} = 150 \text{ km s}^{-1}$, the column density in the shell is an order of magnitude lower than in FDF1337 and FDF5550, but the dust amount, τ_a , remains the same. Since the intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$ is $\geq EW_{\text{obs}}$ and the latter values are already relatively large, one obtains quite large intrinsic Ly α equivalent widths, between ~ 100 and $280 \text{ \AA}$, for FDF2384, 4454, and 5812. The highest values require fairly young ages (see Fig. 15); however

since these objects are quite faint, their continuum placement may be uncertain and EW_{int} may therefore be overestimated. The Ly α escape fraction of FDF4454 is high, $f_e \sim 0.42$, because the shell is less dusty.

3.3.3. FDF3389 and FDF6557

These two objects are both at $z \sim 4.5$. They have medium observed equivalent widths ($EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} = 30\text{--}40 \text{ \AA}$), compared to the former asymmetric profiles, and rather small extensions ($\sim 600\text{--}700 \text{ km s}^{-1}$). We treat them separately, because their spectra seem more complex than a smooth asymmetric emission line. They present multi-peaks on the red extension of the line. However, they are also more noisy, and these secondary features are only twice the noise amplitude. Nevertheless, we assume that they are significant, and we derive best-fits, taking these features into account (see Fig. 4).

The parameters derived from our fitting are close to the 3 narrow asymmetric cases ($V_{\text{exp}} = 150 \text{ km s}^{-1}$, $N_{\text{HI}} \sim 2\text{--}4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, $\tau_a = 0.5\text{--}1$) except for the intrinsic EW, which have “canonical” values – compatible with expectations for SFR = const. – again, because the observed EW are lower for these objects. The escape fraction is high for FDF3389 ($f_e = 0.45$), and lower for FDF6557 ($f_e = 0.17$) because of a higher column density and so a higher dust content.

3.4. The double-peaked Ly α profiles (group B)

Two of the 11 spectra present double-peaked profiles (FDF4691 and FDF7539). Such line morphologies are a natural outcome of radiation transfer in a static medium (Neufeld 1990), since in such media the Ly α photons can only escape by diffusing into the red or blue wings, where the opacity decreases rapidly.

3.4.1. FDF4691

This galaxy has a high $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} \sim 80 \text{ \AA}$. Tapken et al. (2004) fitted this object with a code using a finite element method (Richling et al. 2001), and proposed $N_{\text{HI}} = 4. \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ and $b = 60 \text{ km s}^{-1}$ in an almost static ($V_{\text{exp}} = 12 \text{ km s}^{-1}$) and dust-free shell as best-fit parameters. The intrinsic spectrum they use is a Gaussian with $FWHM = 1000 \text{ km s}^{-1}$, and no continuum. Using the same parameters we can reproduce their fit.

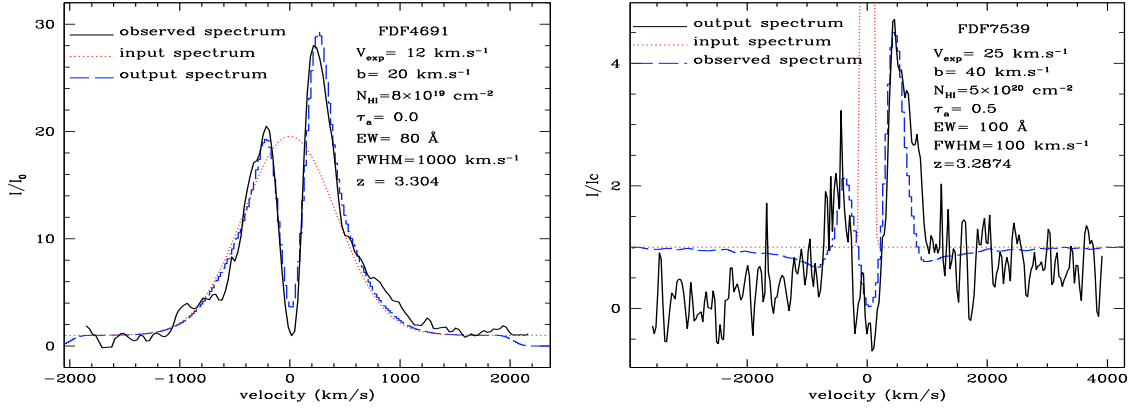


Fig. 5. Line profile fits for FDF4691 (*left*) and FDF7539 (*right*), the two double peaked profiles (type B) with static or almost static shells ($V_{\text{exp}} = 10\text{--}25 \text{ km s}^{-1}$). The peak separation and the observed $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ are different for these objects. FDF4691 is the only object for which a very broad input spectrum is derived from the modelling ($FWHM = 1000 \text{ km s}^{-1}$ instead of ~ 100 for all other objects), possibly the signature of a hidden AGN.

However, since their code is not suited to high column densities we searched for other solutions. We find a fit of better quality – the deep gap between the peaks is better reproduced by a smaller b , and the red wing is fitted with more accuracy starting from an input spectrum with a continuum – with a higher column density ($N_{\text{HI}} = 8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$), and consequently a smaller $b = 20 \text{ km s}^{-1}$ ¹ (see Fig. 5 for the fit and Table 2 for a summary of the parameters). Our best fit is obtained with no dust, and the fit with $\tau_a = 0.1$ is less good than the one with no dust, from which we estimate an upper limit on the dust content of $\tau_a \lesssim 0.1$. This is consistent with the fact that the Ly α and UV SFR indicators derived from observations (Tapken et al. 2007) are similar. To reproduce the very extended wings of the line, the intrinsic Ly α emission line has to be very broad. It is characterised by a very large value of $FWHM_{\text{int}} = 1000 \text{ km s}^{-1}$, and a “standard” $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 90 \text{ \AA}$. Radiation transfer effects are inefficient to broaden the line in a medium with such a low column density. If interpreted as a result of virial motion, such a large $FWHM$ seems, however, unphysical. A hidden AGN may be an explanation for the high $FWHM$, as suggested by Tapken (2005).

A solution to reproduce the observed spectrum with a more realistic intrinsic spectrum ($FWHM_{\text{int}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ and $EW_{\text{int}} = 80 \text{ \AA}$) is to invoke two contributions from two different media: when we sum emergent spectra from two identical shells except for the column density ($b = 20 \text{ km s}^{-1}$, $V_{\text{exp}} = 10 \text{ km s}^{-1}$, no dust, $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 80 \text{ \AA}$, and $n_{\text{H}} = 4. \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ for one and $N_{\text{HI}} = 4. \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ for the other), we are able to reproduce a spectrum with narrow peaks close to the center and broad wings, starting from a “standard” value for the $FWHM$, $FWHM(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 100$ instead of 1000 km s^{-1} (see Fig. 6). This could correspond to a physical situation where an initially thick shell has been stretched until a hole forms, and the diffuse medium in the hole is still opaque enough to imprint radiative transfer effects on Ly α photons. The surfaces of the thick shell and the hole are of equal size in this first model. The parameters listed for FDF4691 in Table 2 are those of the homogeneous single shell model discussed above.

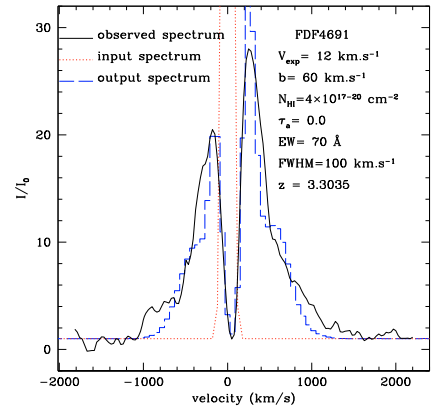


Fig. 6. Fit of FDF4691 with a “two-phase” model, a low density shell with $N_{\text{HI}} = 4. \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ and a high density shell with $N_{\text{HI}} = 4. \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. The other parameters of the shells are identical: $b = 60 \text{ km s}^{-1}$, $V_{\text{exp}} = 12 \text{ km s}^{-1}$, no dust, $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 70 \text{ \AA}$. This allows for a more reasonable $FWHM(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 100 \text{ km s}^{-1}$ instead of 1000.

3.4.2. FDF7539

For this object the velocity shift between the LIS in absorption and Ly α in emission was measured: $\Delta v(\text{em} - \text{abs}) = 80 \text{ km s}^{-1}$, which implies a shell velocity $V_{\text{exp}} = 80/3 \sim 27 \text{ km s}^{-1}$, i.e. almost static as in the case of FDF4691, or at maximum $\lesssim 40 \text{ km s}^{-1}$, in the case of a low column density. Indeed, the spectrum is also double-peaked as for FDF4691.

The large peaks separation ($V_p \pm 500 \text{ km s}^{-1}$, larger than for FDF4691) implies a high column density. Presumably, the rather low observed $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ also implies the presence of dust in the shell. Indeed, the best fit shown in Fig. 5 has a high column density ($N_{\text{HI}} = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), and dust ($\tau_a = 0.3$). It is compatible with the canonical value for the intrinsic Ly α spectrum. The resulting escape fraction is $f_e = 0.28$.

For comparison, Tapken et al. (2007) proposed a fit of similar quality for this object, but the velocity of the shell they derive from their modelling is high ($V_{\text{exp}} = 190 \text{ km s}^{-1}$), which is in contradiction to the observed small velocity shift between Ly α and LIS ($\Delta v(\text{em} - \text{abs}) = 80 \text{ km s}^{-1}$), and surprising for a double-peaked profile. As their investigation is restricted to low column densities, the only solution they have to produce

¹ Indeed, the location of the peaks were predicted in static media, and depend on a combination of N_{HI} and b .

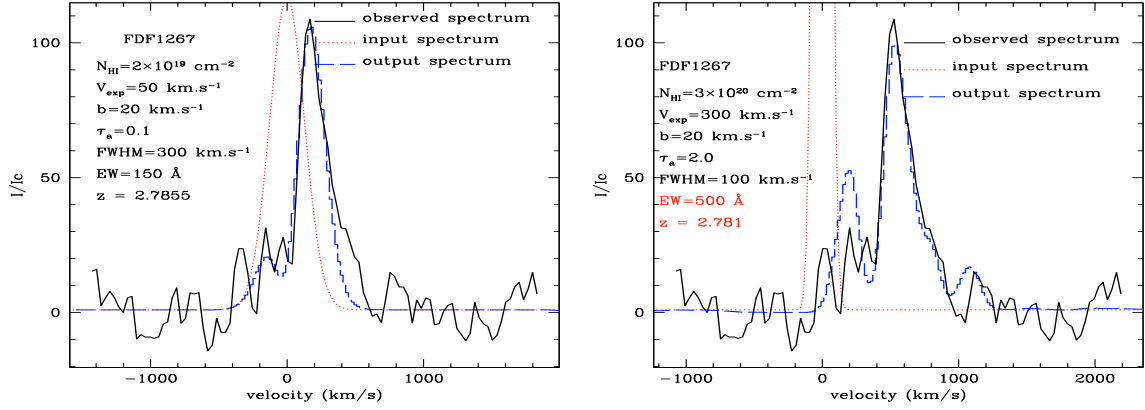


Fig. 7. Fitting FDF1267 with two different scenarios: the bump is either considered as a blue peak in an almost static shell (*left*), or as the first red peak of Ly α emission (*right*).

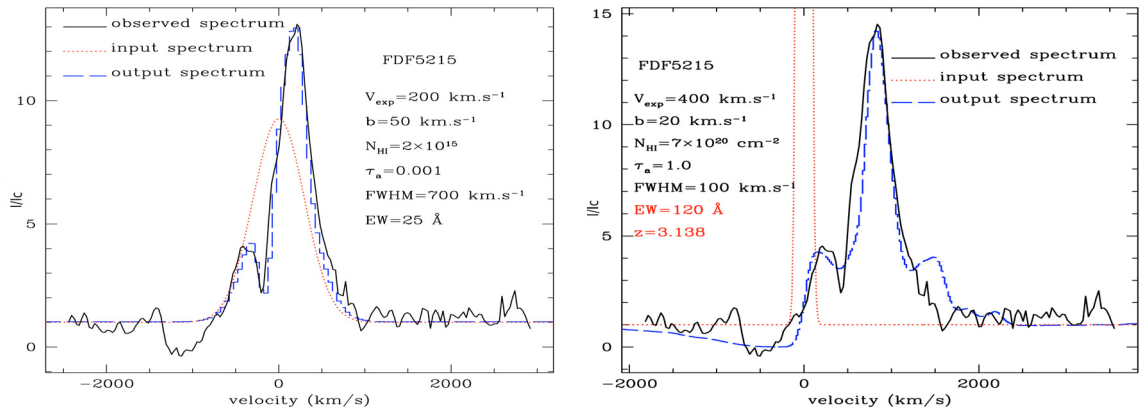


Fig. 8. Fitting FDF5215 with two different scenarios: the bump is either considered as a blue peak in an almost static shell (*left*), or as the first red peak of Ly α emission (*right*).

separated and broad peaks is with high values of V_{exp} and b , and a huge intrinsic $FWHM$ ($\sim 1900 \text{ km s}^{-1}$).

3.5. Other Ly α profiles (group C)

3.5.1. FDF1267

This object presents an asymmetric emission peak plus a bump on the blue side of this peak with a strong observed $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} = 129 \text{ \AA}$. The Ly α profile, shown in Fig. 7, can be fitted by different scenarios. On the left panel of Fig. 7, the bump is considered as a blue peak in an almost static ($V_{\text{exp}} = 50 \text{ km s}^{-1}$) shell with a low column density ($N_{\text{HI}} = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$) and a small amount of dust ($\tau_a = 0.1$). Values of b higher than $b = 20 \text{ km s}^{-1}$ lead to too separated peaks. The escape fraction is $f_e = 0.6352$. On the right panel, we fit the profile with a fast moving ($V_{\text{exp}} = 300 \text{ km s}^{-1}$), dense ($N_{\text{HI}} = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) and dusty ($\tau_a = 2.0$) shell, leading to $f_e = 0.02$, and a very large intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} = 500 \text{ \AA}$. Dust is needed in this configuration to reproduce narrow and well separated peaks. Indeed, dust more efficiently destroys photons that undergo the highest number of scatterings, i.e. all but the backscattered photons, which “isolates” and “slims down” the peaks. Note that this solution requires an adjustment of the source redshift to $z \sim 2.781$ instead of $z \sim 2.788 \pm 0.001$ derived by Tapken et al. (2007). However, this object is the only one for which the redshift determination is only based on Ly α , so so far this poses no difficulty.

Our favoured solution is the “quasi-static shell” picture. Indeed, the high EW_{int} inferred in the second fit seems unlikely. Furthermore, the large observed EW_{obs} of 1267 would imply a rather low column density as discussed in Sect. 4.2.1. Finally, the SFR values derived from uncorrected UV and Ly α fluxes ($SFR(\text{Ly}\alpha) > SFR(\text{UV})$) indicate a low dust content. An accurate redshift measurement of FDF1267, independent of Ly α , should allow us to distinguish between these two solutions.

3.5.2. FDF5215

FDF5215, shown in Fig. 8, presents the same spectral shape as FDF1267: a small bump on the blue side of the asymmetric strong emission, but the noise level is much lower, and this small bump has to be taken into account. Again, two different scenarios can reproduce the spectral shape. The bump is either considered as a blue peak in an almost static shell, or as the first red peak of Ly α emission. The two solutions, differing by more than 5 orders of magnitude in N_{HI} , are listed in Table 2. FDF5215 was also modeled by Tapken et al. (2007); their set of parameters is similar to our solution at low N_{HI} , except for a higher value of b .

None of our fits is really satisfying. The solution at low- N_{HI} (left panel) well reproduces the observed profile, but the derived column density is very low: at least 4 orders of magnitude lower than the rest of the sample. As a consequence, the $FWHM$ of the intrinsic Ly α emission is huge ($FWHM = 700 \text{ km s}^{-1}$) to reproduce a broad profile without efficient broadening due to radiation transfer in an almost transparent medium. Finally, this

solution does not reproduce the absorption at $V = -1200 \text{ km s}^{-1}$ discussed below. On the other hand, the solution with high N_{HI} and a standard intrinsic $FWHM$ fits less well. Furthermore, the redshift derived from this fit is out of the error bars ($z = 3.138$ instead of 3.148 ± 0.004).

The black absorption component, found at $V \sim -1200 \text{ km s}^{-1}$ in this object (see Fig. 8 left), is unaccounted for in the fit with low N_{HI} . How likely is it that this represents a chance alignment of an H I absorber? If fitted separately with a Voigt profile the absorption is well described by $b \sim 70 \text{ km s}^{-1}$, and $N_{\text{HI}}(\text{abs}) \sim 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Using the column density distribution from Misawa et al. (2007) we find that the probability of finding an absorber with $>N_{\text{HI}}(\text{abs})$ in a velocity interval of say 4000 km s^{-1} is $\sim 5\%$. It seems thus more likely that this feature is related to the galaxy. We conclude that none of our solutions is clearly favoured, and further observations are needed to help constrain the models for FDF5215.

3.6. Uncertainties and degeneracies in Ly α fits

3.6.1. Uncertainties on each parameter

The parameters listed in Table 2 correspond to best-fits determined by eye, without resorting to minimisation techniques. We now attempt to indicate the approximate uncertainties of the derived parameters.

The characteristic uncertainty on the expansion velocity is estimated to be $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$, which is the step in velocity in our grid of models. The sampling in τ_a , the dust absorption optical depth, is not linear (we have assumed τ_a values of 0, 0.1, 0.5, 1, 2, 3, and 4 for our grid), but it was refined when necessary. From the line fits the characteristic uncertainties on τ_a and on the neutral column density N_{HI} are estimated as $\pm 50\%$. We refer to Fig. 3 for an idea of the uncertainties on N_{HI} and τ_a . Other comparisons, e.g. with SED fits and by imposing a consistency between different SFR indicators, indicate that the uncertainty on the extinction may be somewhat larger, up to a factor ~ 2 in some cases (see Sect. 4.8).

The Doppler parameter is set to the default value $b = 20 \text{ km s}^{-1}$, which allows us to reproduce the relative narrow peaks observed, and secondary features on the extended red wing of the profiles. Models were computed for other values of b (10, 20, 40, 80, and 200 km s^{-1}), but did not lead to better fits. We estimate the uncertainty on this parameter at around 50%.

The uncertainty on the intrinsic equivalent width can be fairly large, and it mostly depends on the determination of the continuum. Indeed, for strong Ly α emitters, like FDF5812, the continuum is so weak that it is poorly constrained, and the uncertainty on the continuum level is around 20%. As already mentioned, all the spectra presented above have been normalized to the same level as determined by Tapken et al. (2007) to derive observed Ly α EW_{obs} . However, choosing the continuum level by eye we may also obtain acceptable solutions with lower intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \sim 80 \text{ \AA}$ for the three stronger Ly α emitters (FDF2384, FDF4454 and FDF5812), in better agreement with a scenario of constant star formation over $\sim 100 \text{ Myr}$. Only for FDF1267 do all solutions seem to imply a fairly high intrinsic Ly α equivalent width.

The intrinsic $FWHM$ was set to $FWHM = 100 \text{ km s}^{-1}$ as a default value, and good fits were obtained for almost all spectra; exceptions are the very low N_{HI} solution for FDF5215 and the very broad double-peaked profile of FDF4691 (except if we consider a shell with two components as described before).

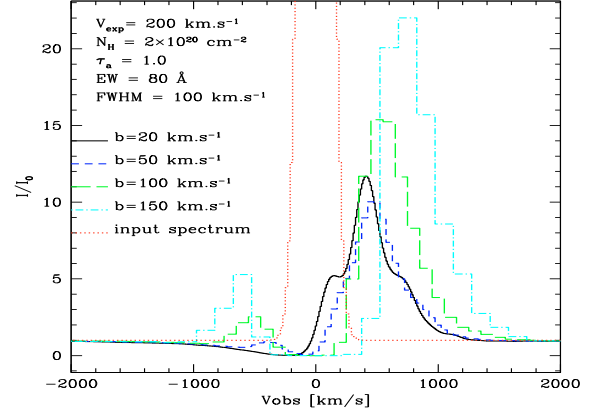


Fig. 9. Dependence of the Ly α line profile on b for typical shell parameters. Note the shift of the red peak with increasing b , and the emergence of a blue counterpart. The escape fraction also increases with b .

3.6.2. Degeneracies

Although degeneracies in principle affect our profile fits, it turns out that asymmetric line profiles provide fairly non-degenerate solutions. We briefly describe how the influence of the main parameters (b , N_{HI} , V_{exp} , $FWHM$, and τ_a) can be discerned.

Doppler parameter b : After several attempts to fit the data with large values b ($>50 \text{ km s}^{-1}$), we adopted a typical value $b = 20 \text{ km s}^{-1}$. The Doppler parameter has a complex influence on the Ly α profile: small b lead to asymmetric emission lines on which the potential multi-peaks due to a high expansion velocity would be visible (see Fig. 3). Large values of b ($>50 \text{ km s}^{-1}$) lead to a smoothed red peak (the multi-peaks are not visible any longer), whose location is redshifted. Furthermore a blue emission component appears whose strength increases with b , reproducing a kind of “double-peaked profile” as in static media, but with asymmetric peaks – the two sides of each peak do not have the same slope (see Fig. 9) – even in shells with high velocities ($V_{\text{exp}} > 200 \text{ km s}^{-1}$).

In our sample, the spectra from group A (asymmetric profiles) do not show blue components, and faint multi-peaks (bumps on the extended wing) may be visible. Therefore low values of b ($=20 \text{ km s}^{-1}$) are required to fit our spectra. On the contrary, other spectral types (B and C) may be fitted with larger values of b .

Column density N_{HI} : With increasing neutral hydrogen column density, the blue edge of the Ly α emission is progressively redshifted with respect to the systemic galaxy redshift. Thus, if z is known accurately enough, the neutral column density in the shell is well constrained. The full width of the line increases with increasing N_{HI} too. Indeed, it is impossible to fit narrow lines ($FWHM < 500 \text{ km s}^{-1}$) with high column densities ($N_{\text{HI}} > 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), and extended lines ($FWHM > 500 \text{ km s}^{-1}$) with low column densities ($N_{\text{HI}} < 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), if the expanding shell model applies (cf. Sect. 4.6 and Fig. 13).

Expansion velocity: The overall shape of the line profile – presence of secondary peaks or not – constrains the velocity of the shell: fast moving shells ($V_{\text{exp}} > 200 \text{ km s}^{-1}$) lead to multi-peaks in the Ly α profile, whereas static or almost static shells lead to double-peaked profiles with symmetrical peaks – the two sides of each peak have the same slope.

Dust content: Finally, the dust content is adjusted to fit the peak width and the relative height of the bumps – if any – compared to the main peak.

In conclusion, few degeneracies appear in the modeling of asymmetric Ly α line profiles (group A). Thanks to the location of the blue edge and to the full width of the line N_{HI} is well constrained for asymmetric spectra. Furthermore, the global line shape (one single peak) implies low values of b ($<50 \text{ km s}^{-1}$) and V_{exp} ($<250 \text{ km s}^{-1}$). On the contrary, the 4 spectra with more complex profiles (1267, 5215, 4691 and 7539) present degeneracies. Tapken et al. (2007) proposed Ly α fits for 3 of them (4691, 5215, 7539). We can reproduce their fits, but propose fits with other sets of parameters, as our code allows for higher column densities than the code Tapken et al. (2007) used. Automated fitting methods and a thorough examination of the uncertainties and possible degeneracies in Ly α line profile fits will be useful in the near future, when larger samples of spectra of sufficient S/N and resolution become available.

3.6.3. Possible limitations of the model

As described in Sect. 2, our modeling makes some simplifying assumptions, including in particular the geometry and the homogeneity of the shell. How far these assumptions would alter our results is presently unclear and remains to be explored in the future.

Inhomogeneous/clumpy geometries have e.g. been explored by Hansen & Oh (2006); the line profiles obtained from such models do not seem to change significantly. However, how much our model parameters would be modified remains to be examined. For the time being it seems clear that few if any cases are known where clumpy geometries would favour Ly α transmission over the continuum (cf. Neufeld 1991; Hansen & Oh 2006). This can e.g. be concluded from the comparison of H α and Ly α in local starbursts (Atek et al. 2008), and from the comparison of UV and Ly α SFR indicators. Indications for one possible case of such Ly α boosting have been found among 4 objects analysed by Finkelstein et al. (2007a). Other geometries have e.g. been considered in Paper II, where deviations from the constant velocity shell have been necessary for the analysis of cB58.

The effect of the intergalactic medium (IGM) has been neglected in our approach. Even if the IGM is almost fully ionised at $z \sim 3$, the redshift of the bulk of our objects, the effect of the intervening Ly α forest corresponds statistically to a transmission of ~ 70 and 40% ($\tau_{\text{eff}} \sim 0.3-1$) between $z \sim 3$ and 4 (Faucher-Giguere et al. 2007). In our modeling we find no need to account for such an IGM reduction within $\sim 1000-2000 \text{ km s}^{-1}$ of the Ly α line; not even in the two highest redshift ($z \sim 4.7-5$) objects. No individual Ly α forest absorption components are found in this interval; furthermore for most objects, except possibly FDF 1337, 5550, 7539, and maybe also 3389, the predicted continuum flux blueward of Ly α agrees within the uncertainties with the observed continuum. In any case, less importance has been given to the line fits on the blue side of Ly α . Also, in a detailed analysis of the Ly α forest along the line of sight of the $z \sim 2.7$ LBG cB58, Savaglio et al. (2002) found no indication for neutral gas within $\sim 4000 \text{ km s}^{-1}$ of the systemic velocity of the galaxy. From these considerations we conclude that our Ly α line fits are probably unaffected by additional matter beyond the expanding shell included in our models.

4. Discussion and implications from our model fits

We now discuss the values of the parameters determined for the 11 objects, possible correlations among them, and we compare them with other measurements from the literature.

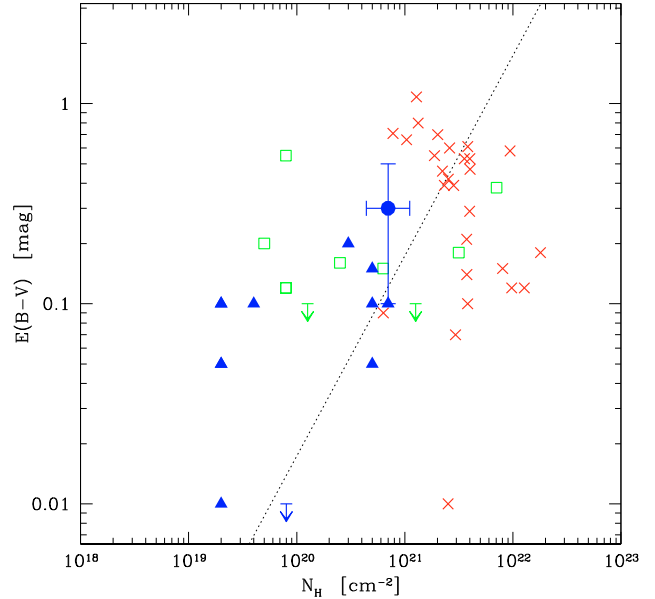


Fig. 10. Comparison of gas extinction, $E(B - V)$, and H I column density for the FDF objects (blue triangles), cB58 (blue error bar), local starbursts from Calzetti (2007, private communication, red crosses), and measurements from the nearby starbursts analysed by Kunth et al. (1998) (green squares). The multiple solutions for the FDF objects are also plotted except for low N_{HI} solution of FDF5215; for FDF4691 an arbitrary upper limit of $E(B - V) < 0.01$ is adopted in the plot. The mean Galactic relation $N_{\text{HI}}/E(B - V) = 5.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ from Bohlin et al. (1978) is indicated by the dotted line.

4.1. The neutral column density

The neutral column density we derive from the fitting of 11 Ly α spectra from the FORS Deep Field is radial – along a line of sight, from the center of the shell to the end of the simulation volume – and ranges over more than an order of magnitude, from $N_{\text{HI}} = 2. \times 10^{19}$ to $N_{\text{HI}} = 5. \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. However, the majority of objects have a low column density (8/11 have $N_{\text{HI}} < 1. \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$).

How do our N_{HI} determinations from Ly α fitting compare with other N_{HI} determinations in starbursts? Carrying out such a comparison is difficult for LBGs, since H I column densities are usually not measured. Even for nearby starbursts the available data is scarce. Calzetti (2007, private communication) has kindly determined N_{HI} for us from published 21 cm RC3 radio observations and assuming sizes given by D_{25}^2 . For comparison we have also compiled N_{HI} and $E(B - V)$ measurements from the small sample of nearby starbursts observed in the Ly α region by Kunth et al. (1998). These comparison samples are plotted in Fig. 10. For SBS 0335-052 we have added a second point, adopting N_{HI} from Thuan & Izotov (1997) and the extinction from Atek et al. (2008). Similarly two points are shown for IRAS08339+6517 using the extinction compiled by Kunth et al. (1998) and the one measured by Atek et al.

Despite some overlap, N_{HI} is lower in our objects than the column density observed by Calzetti and collaborators, and more similar to the small sample of Kunth et al. An attempt to explain this can be the different ways of determining N_{HI} : for the Calzetti sample the determination of the neutral column density was achieved by radio observations of the whole galaxy, whereas in the case of Kunth et al., N_{HI} is derived from Voigt fitting of the

² The radii obtained in this way reach from ~ 5 to 50 kpc , with a median around 17 kpc .

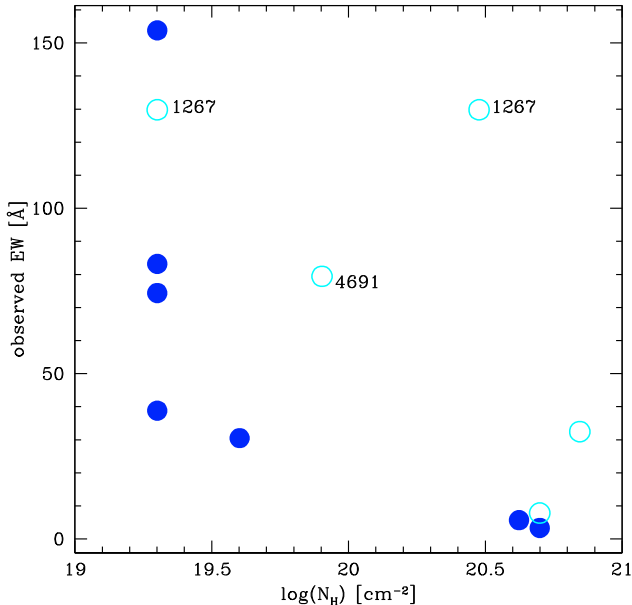


Fig. 11. Observed Ly α EW_{obs} versus derived radial H I column density. The three objects with the lowest EW_{obs} are artificially displaced by a small amount for illustration purposes. We may see an anticorrelation between the observed Ly α EW_{obs} and the neutral column density in the shell, for the 11 objects from the FDF, if we eliminate the high- N_{HI} solutions for 1267, and the very low- N_{HI} solution for 5215. The filled circles are objects presenting asymmetric profiles (type A), the open circles are the others (type B, C). The quasi-static object 4691 with a double-peaked profile stands out from this trend for unknown reasons.

Ly α profile, so it only takes into account the neutral gas which influences Ly α radiation transfer, even if a Voigt fitting may lead to an underestimate of N_{HI} (Verhamme et al. 2006, see Sect. 4). This may explain why the determination from Kunth et al. is closer to our values than those of Calzetti et al. In any case, to compare our column densities with those of Calzetti one needs to increase our N_{HI} values typically by a factor ~ 2 to convert the radial shell column density to a total one.

The range of N_{HI} found for the FDF objects is also compatible with our confirmation of the neutral column density of the gravitationally lensed $z \sim 3$ LBG MS1215-cB58 (cB58, shown as the blue cross) that we fitted previously (Paper II). Indeed, $N_{\text{HI}}(\text{cB58}) \sim 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ is slightly higher than N_{HI} of the FDF Ly α emitters, as expected for a Ly α spectrum in absorption.

4.2. Ly α equivalent widths

4.2.1. Observed EWs

The observed Ly α EW s range from 6 to 150 Å in the rest frame. Does this range reflect intrinsic differences, or is it related to the physical conditions of the ISM in which Ly α radiation transfer takes place? We examined how EW_{obs} correlates with other parameters, but no clear correlation is seen. We found a trend in EW_{obs} with respect to the neutral column density in the shell (see Fig. 11): EW_{obs} seems to decrease with N_{HI} , at least for the asymmetric profiles (filled circles). In fact, the objects with a low EW_{obs} (< 10 Å, i.e. FDF1337, 5550, and 7539) can only be fitted with a high value of N_{HI} , since their profiles are very broad. On the other hand, narrow lines with large EW_{obs} can only be fitted with small values of N_{HI} . There may be three exceptions to this trend, FDF4691, 5215, and 1267. The double-peaked profile of 4691

seems peculiar, as it is static and dust-free, as suggested by the $SFR(\text{UV})$ and $SFR(\text{Ly}\alpha)$ which are almost identical. We imagine that this trend breaks down in dust-free media, or in media with a very small amount of dust, because dust is needed to absorb radiation and decrease the intrinsic EW_{int} value. FDF1267 and 5215 are peculiar/degenerate for the reasons discussed above (Sect. 3).

An anti-correlation of EW_{obs} vs N_{HI} can be understood by radiation transfer effects if the intrinsic EW_{int} is approximately constant. When N_{HI} increases, the path length of Ly α photons increases, and so does their chance of being absorbed by dust: the Ly α escape fraction decreases with increasing N_{HI} , as mentioned above. Furthermore, if we assume a constant dust-to-gas ratio, an increase in N_{HI} naturally leads to an increase of the dust quantity (the optical depth). These two effects explain the decrease of the observed Ly α EW with increasing N_{HI} from a theoretical point of view.

4.2.2. Intrinsic EWs

Three objects (2384, 5812, 1267) have very large intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} > 100$ Å; for one (5215) the two solutions give quite disparate results, and the remaining 7 objects all have intrinsic EW_{int} of ~ 50 – 100 Å. Taking the uncertainties in the continuum placement into account (cf. above) we consider that this latter group (7 of 11 objects) have intrinsic $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$ compatible with expectations for star-forming galaxies with a constant star formation history over periods ≥ 10 – 100 Myr, as seen in Fig. 15. The strength of Ly α in three high EW_{obs} objects implies younger ages, irrespectively of their star formation history.

4.3. Dust extinction

We have derived here for the first time constraints on the dust content of galaxies using the Ly α profile only. It is therefore of interest to examine how this determination compares with other methods.

Using a version of the SED fit and photometric redshift code *Hyperz* described in Schaefer & Pelló (2005) and the *UBgRIJKs* photometry published by Heidt et al. (2003), we have modeled the SED of our objects, assuming the Calzetti attenuation law (Calzetti et al. 2000). Three objects, 5812, 3389, and 6557, have insufficient data (photometry in 3 or less bands) which does not allow meaningful SED fits. 2384 is also excluded, since it appears to be a multiple source, where the Ly α emission is clearly displaced from the continuum. Results for the remaining objects are shown in Fig. 12, where we compare the extinction derived assuming models with constant star formation (red filled triangles) or exponentially decreasing SF histories (blue open circles) described by the Bruzual & Charlot templates with $E(B - V)$ derived from our Ly α line fits. Note that these values, denoted here as $E(B - V)^*(\text{Hyperz})$, measure the extinction undergone by the stars, whereas $E(B - V)(\text{Ly}\alpha)$ measures that of the Ly α emitting gas. The two may differ, as has been seen in local starbursts between the stellar extinction and the one measured from the Balmer decrement (Calzetti et al. 2000).

Figure 12 shows the good correlation between the different extinction measures, especially when different SF histories are allowed for. Indeed, for the bulk of the objects the extinction derived from Ly α profile fitting is between the gas extinction expected from Calzetti's empirical relation, $E(B - V)^{\text{gas}} = 1/0.44E(B - V)^*$, and a somewhat lower value of $E(B - V)^{\text{gas}}$.

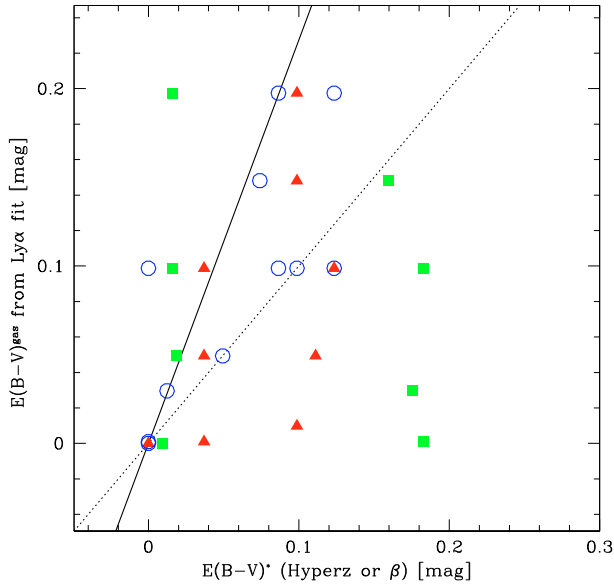


Fig. 12. Comparison of the extinction $E(B - V)$ determined from the Ly α profile fits versus other methods for objects with sufficient photometry and/or measured β slopes. Multiple solutions from Ly α fits are included. *Hyperz* SED fits using constant SFR models (red filled triangles) or arbitrary SF histories (blue open circles). Green squares show values of $E(B - V)^{\text{gas}}$ determined from the β -slope. The dotted line shows the one-to-one relation, the solid line the relation $E(B - V)^* = 0.44E(B - V)^{\text{gas}}$ found empirically (cf. Calzetti et al. 2000).

We can also estimate the extinction from the UV slope, β . Excluding again the multiple source 2384, the observed UV slopes show two groups, whose extinctions, estimated following Calzetti et al. (2000), are $E(B - V)^* \sim 0. - 0.02$ and $0.16 - 0.18$ shown by the green squares in Fig. 12. These values cover a similar range as $E(B - V)^*(\text{Hyperz})$, although with a poor correlation. This could be due to the statistical nature of the underlying correlation between attenuation and β . We conclude that overall Ly α line profile fits allow us to obtain fairly consistent extinction values compared to broad band photometry fits of the individual objects. Our derived extinction values, corresponding to $E(B - V) \sim 0 - 0.2$, are also in good agreement with the values found for LBGs by Shapley et al. (2003) and others (e.g. Papovich et al. 2001).

4.4. Gas to dust ratio

How do the gas-to-dust ratios obtained from our line profile fits compare with other values observed in starbursts? To address this we return to our comparison samples shown in Fig. 10.

Compared to the Galactic average of $N_{\text{HI}}/E(B - V) = 5.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ and its $\sim 30\%$ scatter (cf. Bohlin et al. 1978), our results show somewhat lower gas-to-dust ratios and seemingly a larger scatter. The scatter is, however, similar to the one found among the local starbursts also shown in this figure. Pettini et al. (2000) noted this difference in the gas-to-dust ratio for cB58, which they suggest could indicate that a significant fraction of the gas is not in atomic form, i.e. is either ionised and/or in molecular hydrogen.

The Calzetti objects have a median of $N_{\text{HI}}/E(B - V) = 7.9 \times 10^{21}$ similar to the “classical” Galactic value but showing a wide dispersion. Approximately half of our objects show $N_{\text{HI}}/E(B - V)$ values lower than those of Calzetti’s local starbursts. For the other half of the sample, and for the LBG cB58

modeled in Paper II, the values of the gas-to-dust ratio overlap with those for the Calzetti sample. The comparison may be hampered for the reasons also affecting the N_{HI} comparison (cf. Sect. 4.1). Overall we conclude that the gas-to-dust ratios determined purely from Ly α line profile fitting yield values consistent with those of local starbursts or somewhat lower. For comparison, Vladilo et al. (2007) find higher gas-to-dust ratios in DLAs compared to the Galactic value.

If some LBGs show truly lower gas-to-dust ratios, this may be due to a higher degree of metal enrichment in the outflowing H I gas, and/or an overall smaller fraction of neutral gas being “polluted” in nearby starbursts, and/or a smaller fraction of atomic hydrogen. However, the column densities found in LBGs are also consistently lower than in local starbursts (cf. Fig. 10), which may indicate a different “regime”. Other, independent determinations of the gas-to-dust ratio in LBGs and other starbursts and more detailed examinations would be required to clarify these issues and to understand the possible physical causes for such differences.

4.5. Velocity of the outflow

Assuming a galaxy-scale outflow surrounding our 11 objects (the relevance of this model is discussed in Sect. 2), we have derived the expansion velocity V_{exp} of the shell from the Ly α spectral shape for 8 objects, and deduced it for the 3 other objects (1337, 5550, 7539) from the measurement of the shift between the LIS absorption lines and the Ly α emission. Overall 9 objects out of 11 have shell velocities around $150 - 200 \text{ km s}^{-1}$, and 2 objects present almost static shells. No correlation between the expansion velocity and other parameters is found. We now briefly discuss the high velocity outflows and the few nearly static cases. However, we have no explanation for the low ISM velocity cases: we do not know why these objects are different from the more common cases showing outflows.

4.5.1. High velocity objects

All objects presenting an asymmetric emission line are reproduced with $V_{\text{exp}} \sim 150 - 200 \text{ km s}^{-1}$. This velocity range is very similar to the determination of Shapley et al. (2003), from the blueshift of LIS absorption lines with respect to stellar lines in a sample of ~ 800 LBGs at redshift $z \sim 3$, as well as in cB58, where the outflow velocity is estimated as $V_{\text{exp}} = 255 \text{ km s}^{-1}$ (Pettini et al. 2002).

Two objects with a more peculiar spectral shape, FDF 1267 and 5215, can also be fitted with higher expansion velocities ($V_{\text{exp}} \sim 400 \text{ km s}^{-1}$), a high N_{HI} , and high dust content. However, 1267 has such a large observed equivalent width ($EW_{\text{obs}} = 129 \text{ \AA}$) that it may rather have a small column density to fit better in the plot showing a correlation between the observed Ly α EW_{obs} and N_{HI} (see Fig. 11). This peculiar spectral shape is also found in observations of an LBG at redshift $z \sim 3.7$ by Vanzella et al. (2008) in the GOODS-South field.

4.5.2. Low velocity objects

The two double-peaked spectra (4691 and 7539) are characterised by a static (or almost static, $V_{\text{exp}} < 25 \text{ km s}^{-1}$) surrounding shell. In the case of 7539, the velocity shift between the LIS absorption lines and Ly α is known ($\Delta v(\text{em} - \text{abs}) = 80 \text{ km s}^{-1}$), so the shell velocity is an observational constraint ($V_{\text{exp}} \sim \Delta v(\text{em} - \text{abs})/3$). This peculiar spectral shape (double

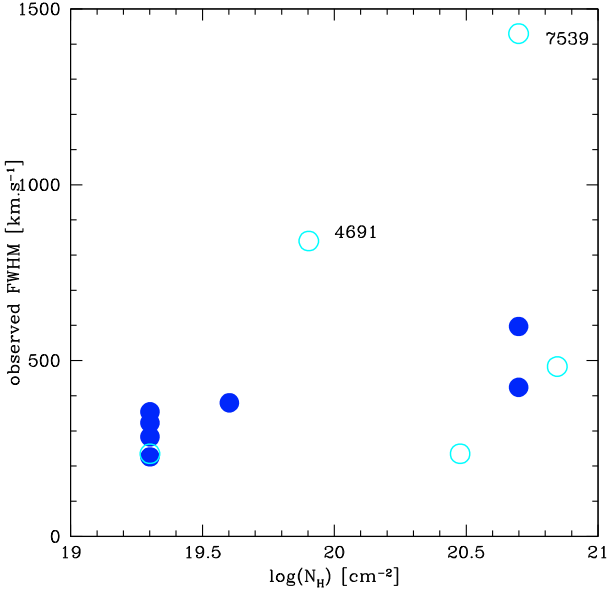


Fig. 13. Observed Ly α $FWHM$ versus neutral column density showing a tentative correlation between the observed Ly α $FWHM$ and the H I column density in the shell, for the FDF objects. The filled circles are objects with asymmetric Ly α profiles, the open circles are the others. The objects with double-peaked profiles, FDF 4691 and FDF 7539, are clearly distinct, showing the highest $FWHM$.

peaks) is predicted by theory, arising from Ly α resonant scattering through static H I media (Neufeld 1990), but surprisingly, observed double-peaked profiles are in general not interpreted as a signature of Ly α radiation transfer through static media (Fosbury et al. 2003; Christensen et al. 2004; Wilman et al. 2005; Venemans et al. 2005; Vanzella et al. 2008), even if they appear much less common than the asymmetric emission observed in all high- z LAEs. In the static case the separation of the peaks $\Delta\lambda$ is not only related to the thermal velocity of the H I gas, but depends also on the H I column towards the Ly α source, N_{HI} . For a homogeneous slab one has:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda^{\text{rest}} &= 2\lambda_0(-x_p b/c) \\ &= 2.49 \times 10^{-7} \left(\frac{b}{12.85 \text{ km s}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{N_{\text{HI}}}{\text{cm}^{-2}} \right)^{1/3} \text{ \AA} \end{aligned} \quad (2)$$

where c is the light speed, λ_0 is the restframe wavelength of Ly α , $b = \sqrt{V_{\text{th}}^2 + V_{\text{turb}}^2}$ is the Doppler parameter, and $x_p = 0.88(a\tau_0)^{1/3}$ is the location of the peaks in units of the Doppler width (Neufeld 1990; Dijkstra et al. 2006b). For example, for $b = 12.85 \text{ km s}^{-1}$ and $N_{\text{HI}} = 6.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ one obtains $\Delta\lambda^{\text{rest}} \sim 1 \text{ \AA}$. If applied to the $z \sim 3.65$ double peaked Ly α object of Vanzella et al. (2008), the observed velocity shift of $13 \text{ \AA}$ would indicate $N_{\text{HI}} \sim 1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ for $b = 12.85 \text{ km s}^{-1}$. Establishing accurate enough galaxy redshifts for these objects is important to determine whether it is a nearly static case (in which case zero velocity is between the two Ly α peaks), outflows (with both Ly α peaks redshifted), or other situations.

4.6. Observed Ly α $FWHM$

A possible correlation may be found between the observed $FWHM$ and the neutral column density of the expanding shell, as shown in Fig. 13. If real, it may be used to estimate the H I column density in starbursts from a simple measurement of

$FWHM(\text{Ly}\alpha)$. Such a correlation can easily be explained by radiation transfer effects: the Ly α optical depth increases with N_{HI} so that Ly α photons have to diffuse further in the wings to be able to escape the medium, which broadens the Ly α red wing.

All observed Ly α profiles are fitted with an intrinsic $FWHM$ of $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$, except for 4691, for which we have to start with an already very extended intrinsic Ly α line to reproduce the very broad double-peaked profile. Otherwise, more exotic scenarios, like a shell with a hole, have to be invoked.

The two correlations presented above ($FWHM_{\text{obs}}$ vs. N_{HI} and EW_{obs} vs. N_{HI} , Figs. 11 and 13) explain the observed anti-correlation shown by T07 between $FWHM_{\text{obs}}$ and EW_{obs} . Indeed, they are both related to the neutral column density N_{HI} which surrounds the starburst. The EW_{obs} increases with decreasing N_{HI} and the $FWHM_{\text{obs}}$ increases with increasing N_{HI} . Therefore, we should not observe objects with a large EW_{obs} and very broad lines, which is also confirmed by the observed $FWHM_{\text{obs}}$ of LAEs which are always below 500 km s^{-1} (Rhoads et al. 2003; Dawson et al. 2004; Venemans et al. 2004). If the tentative correlation between $FWHM_{\text{obs}}$ and N_{HI} truly holds, this would imply a maximum column density of $N_{\text{HI}} \lesssim (2-4) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ in LAEs.

4.7. Escape fraction

The Ly α line escape fractions derived for our FDF objects range from 100% for the dust-free object FDF4691 to $\sim 2\%$ for objects with the highest extinction. From our modeling we find that the main parameter determining the escape fraction is the dust amount in the shell. Furthermore, from all our modeling results already discussed above, it is clear that no single value of the Ly α escape fraction is expected for LBGs and LAEs, in contrast to the simplifying assumptions made in some models (e.g. Le Delliou et al. 2006).

Our model grids predict the following behaviour for the escape fraction:

- f_e increases with increasing V_{exp} , because the Ly α optical depth decreases in a fast moving medium compared to the static case. Therefore the mean path of Ly α photons in the medium decreases, as does their chance of being absorbed by dust.
- f_e decreases with increasing N_{HI} , because the Ly α optical depth is proportional to N_{HI} .
- f_e decreases with increasing $E(B - V)$, obviously since with a larger number of absorbers in the medium, Ly α photons increase their chance of interacting with them.

However, the only clear correlation we found in the data between f_e and other parameters is with $E(B - V)$ (see Fig. 14). No correlation is found in particular with V_{exp} (our objects probably cover too small a range in velocity), and with N_{HI} (the variation in the dust-to-gas ratio is likely more dominant). In Fig. 14, we see also that, as expected, Ly α photons are more attenuated by dust than the continuum; indeed all LBG data points (circles) are located below the solid line corresponding to $f_e(\text{cont}) = \exp(-\tau_a)$. The reason is that multiple resonant scattering of Ly α photons increases their path through the medium, and hence their chance of being absorbed by dust, compared to the continuum. Note that other dependences of f_e on $E(B - V)$ could be expected with other geometries. For example in clumpy media, the reflection of Ly α on the clump surfaces could ease the Ly α transmission for the same amount of dust (Neufeld 1991; Hansen & Oh 2006).

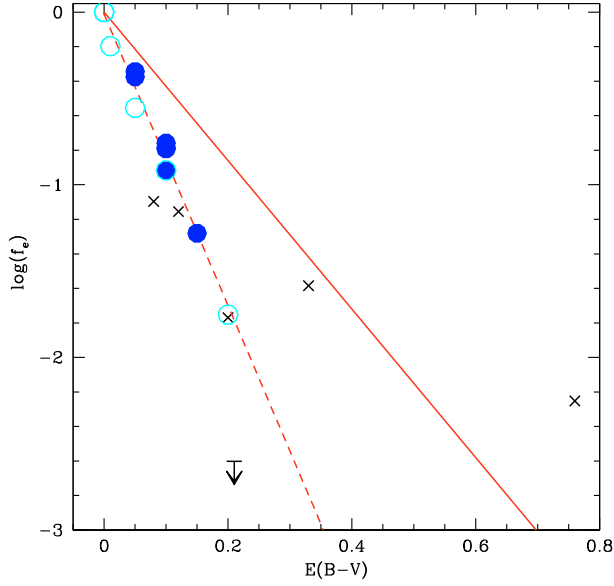


Fig. 14. Ly α escape fraction versus dust extinction in the gas for the LBG (circles) and local starbursts (crosses). We find a clear correlation between the Ly α escape fraction and the dust amount in the shell, for the 11 objects from the FDF. The filled circles stand for objects with asymmetric profiles, open circles the remaining ones. The solid line represents the continuum attenuation, $f_{e,\text{cont}} = \exp(-\tau_a) \approx \exp(-10 \times E(B-V))$, the dashed line the fit proposed in Eq. (3). The crosses and the upper limit are the integrated escape fractions from a sample of 6 local starbursts from Atek et al. (2008) plotted as a function of $E(B-V)$ measured from the Balmer decrement.

We propose a fit to predict the escape fraction of Ly α photons knowing the dust extinction (dashed curve on Fig. 14):

$$f_e = 10^{-7.71 \times E(B-V)}. \quad (3)$$

Note that $E(B-V)$ in the formula is the extinction in the gas, which may be different from the extinction of the stars (Calzetti et al. 2000), as already mentioned above. Interestingly, the two static objects are also fitted by this formula, which illustrates that dust is really the dominant parameter governing the Ly α escape in our objects. One of these (4691) is dust-free, so its escape fraction is ~ 1 , but in the other object (7539), 30% of the Ly α photons escape the medium. For the same extinction, moving media present an escape fraction of 40–45%, which is consistent with the theoretical prediction that f_e increases with V_{exp} .

Empirical Ly α escape fractions have recently been measured by Atek et al. (2008) from imaging for a sample of 6 local starbursts. Their values are compared to our data for LBGs in Fig. 14. For $E(B-V) \leq 0.2$, our results are in good agreement with three local objects. SBS 0335-052 with an integrated extinction of $E(B-V)^{\text{gas}} \approx 0.21$ shows no Ly α emission, it is a net absorber. For larger $E(B-V)$ values, the Ly α escape fraction of two local starbursts (Haro 11 and NGC 6090) are higher than f_e predicted by our fit to the LBGs studied here. Deviations from a simple homogeneous shell geometry are the most likely explanation for this difference. This will be testable through detailed modeling both of the spatially resolved and integrated properties of the local objects.

Since the Ly α line flux is more strongly reduced (due to multiple scattering effects) than the adjacent continuum, the Ly α equivalent width depends on the extinction. This phenomenon is added to the one already known to result from the extinction difference between the gas and the stellar continuum. In principle, a measurement of $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ could thus be used

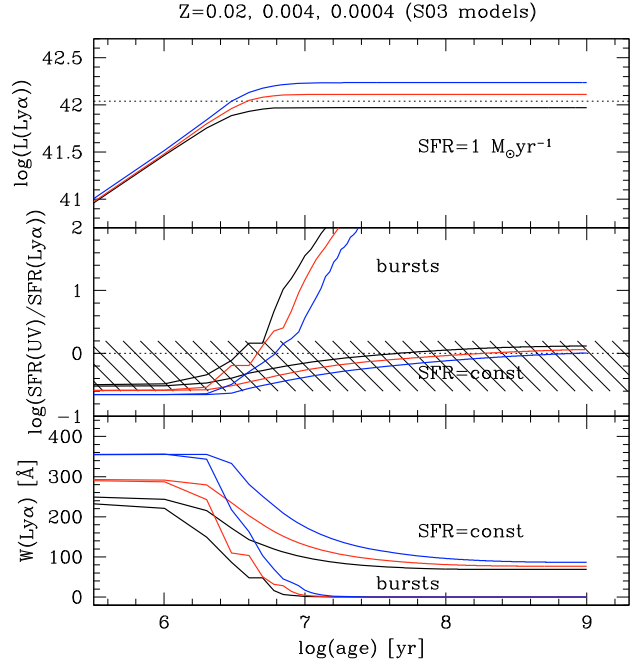


Fig. 15. Temporal evolution of Ly α and UV SFR predictions from the synthesis models of S03 for three metallicities ($Z = 0.02 = Z_{\odot}$ in black, 0.004 in red, and 0.0004 in blue) computed for instantaneous bursts and/or constant SF. *Top*: Ly α line luminosity in erg s^{-1} emitted per unit SF rate, assuming a Salpeter IMF from 0.1 to $100 M_{\odot}$. The dotted line shows the “canonical” value based on Kennicutt (1998) and a standard Ly α /H α ratio. *Middle*: logarithm of the UV to Ly α SFR ratio. The shaded area shows the allowed range for constant SF models with metallicities between $1/50 Z_{\odot}$ and solar. *Bottom*: Ly α equivalent width.

to determine the extinction, provided the intrinsic equivalent width EW_{int} is known. Concretely, the fit-relation between f_e and $E(B-V)^{\text{gas}}$ proposed above (Eq. (3)) translates into the following behaviour of Ly α equivalent width with extinction:

$$\log\left(\frac{EW_{\text{int}}^{\text{rest}}}{EW_{\text{int}}}\right) = -E(B-V)^{\text{gas}} (7.71 - 0.4k_{\lambda} r) \approx -5.6 E(B-V)^{\text{gas}} \quad (4)$$

where $k_{\lambda=1216 \text{ \AA}} \approx 12$ and $r = E(B-V)^{\star}/E(B-V)^{\text{gas}} = 0.44$ according to Calzetti (2001). Adopting reasonable values for EW_{int} (e.g. from Fig. 15), this formula may be used to obtain a crude estimate of the extinction in LAEs based on a pure equivalent width measurement. An extinction corrected $SFR(\text{Ly}\alpha)$ value can then be obtained from the Ly α luminosity using an appropriate SFR calibration from Fig. 15, consistently with the assumed value of EW_{int} .

4.8. SFR indicators

Given our quantitative analysis of Ly α radiation transfer, the determination of the Ly α escape fraction and of the extinction, we are now able to examine to what extent Ly α and the UV continuum provide consistent measures of the star formation rate. The main results of this exercise are shown in Fig. 16

First we note that three of our objects (1267, 4454, 5812) show observed, i.e. uncorrected SFR values corresponding to $SFR(\text{Ly}\alpha) > SFR(\text{UV})$. Such a result need not be inconsistent; this behaviour is indeed expected for young bursts or objects where constant star formation has not yet proceeded over long enough timescales, i.e. for timescales $\lesssim 10\text{--}100 \text{ Myr}$

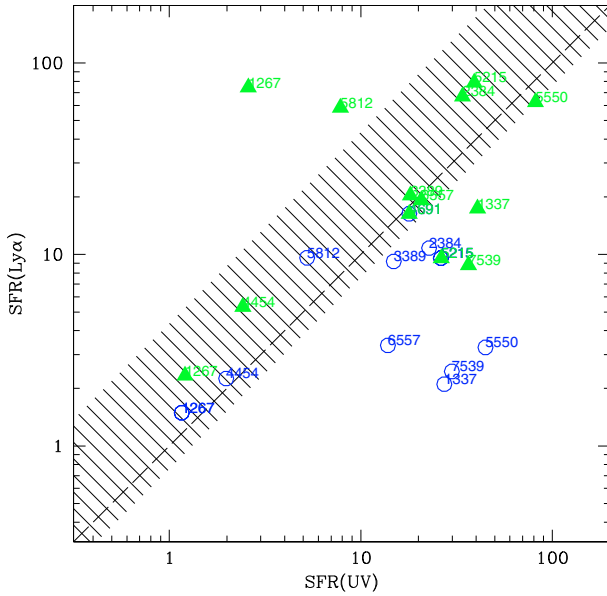


Fig. 16. Comparison of the SFR values determined from the UV continuum and from Ly α for our objects. Blue circles indicated the “observed”, uncorrected SFR values from Table 1. Green symbols show the “true” values corrected for dust and transfer effects according to Eqs. (5) and (6). The shaded area shows the range allowed by synthesis models for the combination of the “true” $SFR(Ly\alpha)$ and $SFR(UV)$ values taking age effects of constant SF models into account and allowing for metallicities between $1/50 Z_{\odot}$ and solar (cf. Fig. 15). The dashed line indicates the one-to-one relation.

as shown in Fig. 15. In this case values up to $SFR(Ly\alpha) \sim 4 \times SFR(UV)$ can be obtained; this allowed range of values for $SFR(Ly\alpha)/SFR(UV)$ for constant SF is shown by the shaded region in Fig. 16. Indeed these objects also show among the largest $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$, as expected from Fig. 15 for relatively young, but on average constantly star-forming, objects. Second, 4691 shows $SFR(Ly\alpha) \approx SFR(UV)$ (observed), indicative of little or no dust, and confirmed by our modeling. Finally the remaining 7 objects show $SFR(UV) > SFR(Ly\alpha)$ with UV star formation rates up to ~ 14 times larger than Ly α , a result found for the majority of LBGs and LAEs (e.g. Yamada et al. 2005; Gronwall et al. 2007).

We now correct these SFR indicators for the effects of dust and radiation transfer. One has

$$SFR(Ly\alpha)^{\text{true}} = SFR(Ly\alpha)/f_e, \quad (5)$$

with the Ly α escape fraction f_e . The UV SFR is corrected assuming the Calzetti law and the extinction $E(B - V)$ derived from the Ly α line fit, i.e.

$$SFR(UV)^{\text{true}} = SFR(UV) \times 10^{+0.4E(B-V) \star k_{UV}}, \quad (6)$$

with $E(B - V) \star = 0.44E(B - V)$. For our objects $k_{UV} = k_{1600} \approx 10$ is appropriate. Using $E(B - V)$ derived from our Ly α fits, the resulting “true” SFR values for all our objects are plotted in Fig. 16 (green triangles). For the majority of the objects we find that their corrected SFR values show much less dispersion between Ly α and UV based measurements than observed, uncorrected values. Three objects (1337, 5215, 7539) seem to require even lower Ly α escape fractions (i.e. larger extinction) to reduce the differences between their SFR indicators further. Adopting Eq. (3) and imposing $SFR(Ly\alpha) = SFR(UV)$ would imply an extinction $E(B - V)$ of (0.19, 0.07, 0.18) compared to our estimate of (0.1, 0.1, 0.05) mag from line fitting. Similarly the extinction seems to be overestimated in FDF 5812 and for the high

N_{HI} solution of 1267. The maximum extinction allowed to obtain SFR consistencies for these objects within the shaded region is $E(B - V) = 0.09$ and 0.06 for 1267 and 5812 respectively. Most of these “adjustments” are within a factor of 2 uncertainty. We therefore conclude that the results based on our Ly α line fits using radiation transfer models improve the consistency between UV continuum and Ly α line based SFR indicators.

4.9. Other correlations

Several correlations have been found between Ly α and other properties of LBGs from the analysis of large spectroscopic samples. When grouping their ~ 1000 LBG spectra according to Ly α equivalent width, Shapley et al. (2003) found the following main correlations with decreasing $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$ (i.e. from emission to absorption): 1) The extinction increases; 2) the strength of the low-ionisation interstellar lines increases; 3) the velocity shift between these interstellar lines and the Ly α peak, $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$, increases; and 4) the dust-corrected SFR increases. Correlations 1, 2, and 4 have also been found in other samples (e.g. Noll et al. 2004; Tapken et al. 2007). We now examine whether these correlations also hold for our small sample, and how well our model explains them.

4.9.1. $E(B - V)$ versus Ly α EW

A decrease of $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$ with increasing extinction is expected from our radiation transfer models, e.g. when the intrinsic equivalent width is constant (see Eq. (4)). This seems the simplest explanation for the trend observed between the average LBG spectra, also given the relatively long SF timescales generally observed in LBGs, which implies a fairly constant intrinsic $EW(Ly\alpha)_{\text{int}}$.

The 11 individual LBGs analysed here show no clear trend between $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$ and $E(B - V)$. Given the relatively large scatter in the derived gas-to-dust ratio (see Fig. 10), it appears that the clearest observational trend found is instead between EW_{obs} and N_{HI} (Fig. 11). If on average the gas-to-dust ratio is constant, any correlation between EW_{obs} and N_{HI} would imply a correlation between $E(B - V)$ and $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$, as observed by Shapley et al. (2003).

4.9.2. $EW(\text{LIS})$ versus $EW(Ly\alpha)$

Our model does not make direct predictions of the strengths of interstellar absorption lines. For this reason and since most of the observed low ionisation interstellar lines are saturated (Shapley et al. 2003) we are not able to quantitatively examine this correlation.

Ferrara & Ricotti (2006) propose to explain the behaviour of $EW(\text{LIS})$ by cold debris whose covering factor decreases as a function of time in a dynamical outflow model. $EW(\text{LIS})$ is then mostly related to the wind velocity (constrained by $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$) which according to these authors may vary with $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$. Verifying observationally whether and how wind velocity varies and quantifying the covering factor of the cold outflowing gas is therefore important to test this scenario.

4.9.3. $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$ versus $EW(Ly\alpha)$

Shapley et al. (2003) measure velocity shifts between 475 ± 25 and $795 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ for their four groups (quartiles) of LBGs with decreasing $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}$. To verify this trend we have

remeasured $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$ and other quantities from the composite spectra of Shapley et al. (2003); overall our measurements are within 1σ , except for group 1 (with the strongest Ly α absorption) where we obtain $\Delta v(\text{em} - \text{abs}) = 703 \text{ km s}^{-1}$. The uncertainty cited for this group thus appears to be underestimated. Does this observed trend imply a systematic variation of the average outflow velocity between the spectral groups? For example, if true, this could imply an increase of the average wind velocity from $V_{\text{exp}} \approx 1/3 \times \Delta v(\text{em} - \text{abs}) \sim 160$ to 235 km s^{-1} (or to 265 km s^{-1} using Shapley’s value for group 1) if spherical shell models apply, as argued earlier.

As already mentioned above, the expansion velocities derived for our objects and those measured for 2 of them as well as the typical reddening values are in good agreement with the data of Shapley et al. (2003). However, within our small sample we do not find any systematic variation of V_{exp} , and clearly the reddening variations we find are large compared to the difference of the mean extinction between groups 3 and 4 of Shapley (where our objects would lie) and compared to the dispersion of $E(B - V)$ within these groups.

Shapley stresses that “none of the correlations with $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$ is as significant as the trends among $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$, $EW(\text{LIS})$, and $E(B - V)$ ”. For example, when grouped according to $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$, the objects of Shapley et al. (2003) show several trends opposite to those trends found between the groups constructed according to $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ ³. The reality and significance of this behaviour is thus questionable. In fact we find two effects, a radiation transfer and an “instrumental” one, which could artificially lead to such a behaviour.

First, while for expanding shells with column densities $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ the main peak of the Ly α profiles is indeed redshifted by twice the expansion velocity (as pointed out by Verhamme et al. 2006), the peak emerges at lower velocities ($\sim 1 \times V_{\text{exp}}$) for lower column densities. This transition is clearly illustrated in Fig. 17. If Shapley’s spectral groups correspond on average to a sequence with increasing N_{HI} (from Ly α in emission to absorption) and if this transition happens somewhere within this sample, it would mean that the real spread of outflow velocities would be considerably reduced from ~ 238 to 265 km s^{-1} (or 235 with our measurement for group 1).

A second, unavoidable effect also alters the observed velocity shift between Ly α and the interstellar lines. Indeed, given the increasing strength of broad Ly α absorption in groups 2 and 1 compared to the other groups, the relatively low spectral resolution of the composite spectra affects the measurement of the Ly α line fit, introducing a systematic shift. For illustration we show in Fig. 18 the high-resolution spectrum of cB58 – an LBG with Ly α properties characteristic of group 1 – and the effect lower spectral resolution has on the measurement of the Ly α peak. Interestingly (cf. Mas-Hesse et al. 2003), a limited spectral resolution, such as the one of ~ 400 – 700 km s^{-1} of the composite spectra of Shapley et al. (2003), can lead to an overestimate of the true Ly α line redshift in objects with a steeply rising “underlying” spectrum. In other words, due to the appearance of the broad Ly α absorption wing, the measurement of $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$ may be affected by a systematic shift that increases with decreasing $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ i.e. towards the group 1 with the strongest Ly α absorption. As the exercise in Fig. 18 shows, this shift can be of the same order as the apparent velocity differences between different LBG subgroups. Thus we conclude that the observed

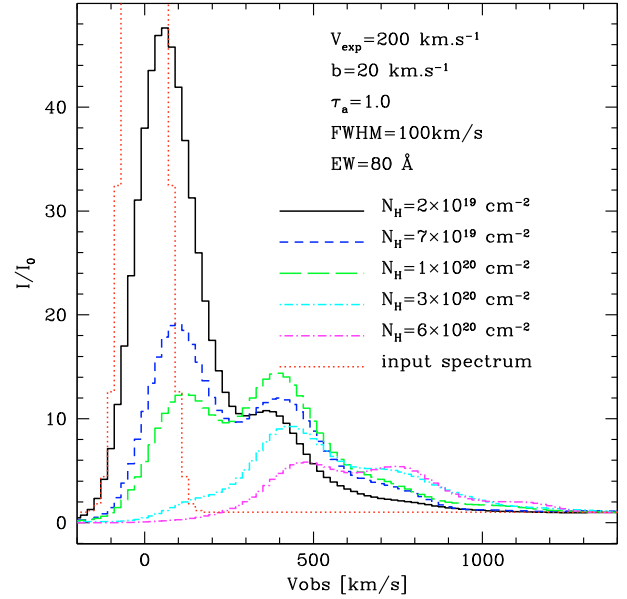


Fig. 17. Dependence of the Ly α line profile on N_{HI} for typical shell parameters. Note the clear shift of the peak of the emission profile from low velocity ($\sim 100 \text{ km s}^{-1} \approx 0.5 \times V_{\text{exp}}$) to twice the shell velocity with increasing N_{HI} , typical for $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$.

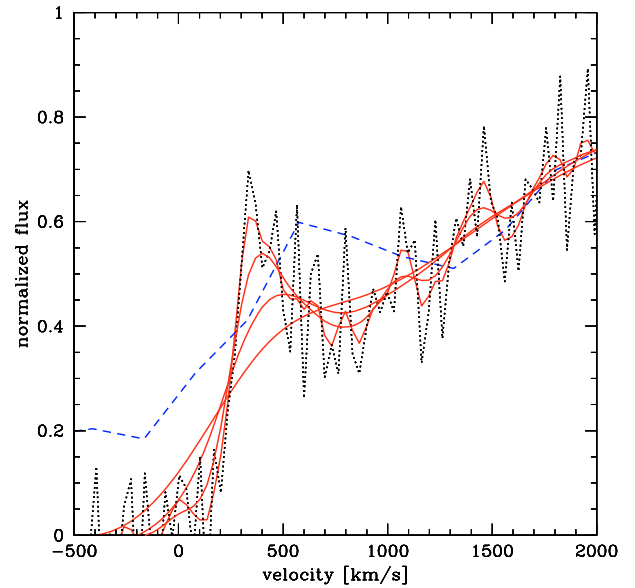


Fig. 18. Effect of spectral resolution on the Ly α line shift measurement. The dotted line is the observed spectrum of cB58 from Pettini et al. (2002) with a resolution of 58 km s^{-1} . Red solid lines show the same spectrum convolved to resolutions of 100, 200, 400, and 700 km s^{-1} . The blue dashed line is the spectrum of the first group of Shapley et al. (2003) normalised to the one of cB58 at $+1700 \text{ km s}^{-1}$. Note the progressive redshift of the Ly α peak (observed at $+355 \text{ km s}^{-1}$ in the original cB58 spectrum) by up to $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ for a resolution of 400 km s^{-1} , typical of the composite spectra of Shapley et al. (2003).

³ E.g. Instead of decreasing, $E(B - V)$ increases with increasing $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ between LBGs grouped according to $\Delta v(\text{em} - \text{abs})$ (cf. Figs. 3 and 16 of Shapley et al. 2003).

variations between Ly α and the IS lines found between the subgroups of Shapley et al. (2003) and possible correlations with other quantities cannot reflect the simple behaviour of the real outflow velocity. More work is needed to clarify the possible link between outflow velocities and other properties of LBGs.

Our radiation transfer calculations show that the variations of V_{exp} found between the objects fitted here have a relatively minor influence on properties such as $EW(\text{Ly}\alpha)$, the Ly α escape

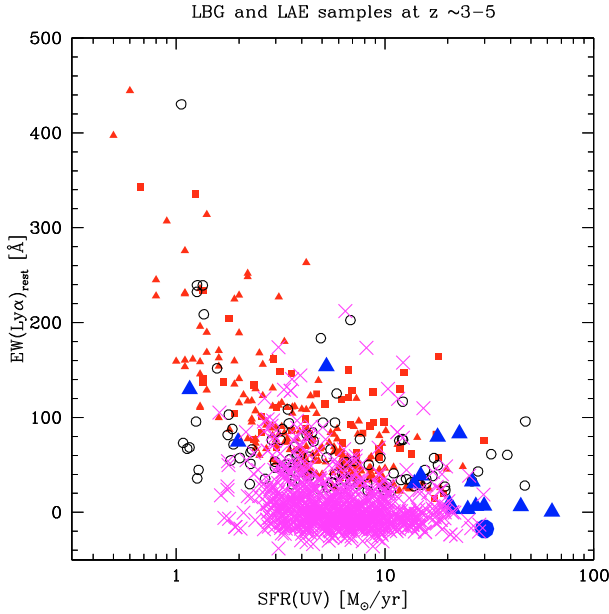


Fig. 19. Observed restframe Ly α equivalent width of LBGs and LAEs as a function of their UV star formation rate (uncorrected for reddening). The following data is shown: LBGs from Tapken et al. (2007) (blue triangles), cB58 Pettini et al. (2002) (blue circle), and the individual objects from Shapley et al. (2003) (magenta crosses). LAEs or LAE-candidates from Yamada et al. (2005) (red triangles) Ouchi et al. (2007) (red squares) and from Gronwall et al. (2007) (black circles). The data clearly shows the absence of high equivalent width objects at high SFR, which we explain as being due to dust/radiation transfer effects. For further details see text.

fraction etc. It appears that as long as global outflows with velocities of several 100 km s⁻¹ are present, other parameters are more dominant.

4.9.4. SFR(UV) versus $EW(\text{Ly}\alpha)$

Trends or correlations between $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ and the star formation rate have been noted by many groups and are found not only for LBGs, but also for LAEs (e.g. Shapley et al. 2003; Ando et al. 2004; Tapken et al. 2007). A compilation of available data is shown in Fig. 19, where we include the following data : LBGs from Tapken et al. (2007), cB58 Pettini et al. (2002) (blue symbols), and the individual objects from Shapley et al. (2003) (magenta crosses); LAEs or LAE-candidates from Yamada et al. (2005); Ouchi et al. (2007) (red symbols) and from Gronwall et al. (2007) (black circles). Note that Tapken’s LBGs include four $z \sim 4.5\text{--}5$ objects, Yamada’s sample of 198 LAEs spans $z \sim 3.3$ to 4.8, Ouchi’s 84 spectroscopically confirmed LAEs have $z \sim 3.1, 3.7$ and 5.7. All other objects have redshifts have $z \sim 2.7\text{--}3.2$. Note that none of the data was corrected for reddening. $SFR(\text{UV})$ is therefore directly proportional to the observed UV magnitude of the objects.

The observations summarised in Fig. 19 show 1) the absence of strong Ly α emitters (high EW_{obs}) at high $SFR(\text{UV})$; 2) the existence of objects with $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} \gtrsim 100$ Å for low SFR; 3) the possible existence of a maximum value of $EW_{\text{max}}(\text{Ly}\alpha)$ as a function of $SFR(\text{UV})$; and 4) a wide range of $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ at low star formation rates ($SFR(\text{UV}) \lesssim 10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Although the $z \sim 3$ samples span the largest range in $SFR(\text{UV})$ there does not seem to be a systematic trend with redshift. We therefore

retain all objects, irrespective of their qz . We suggest the following explanations for the trends shown in Fig. 19.

1. The absence of high EW_{obs} -high SFR objects (1) is due to radiation transfer effects and the presence of dust, which unavoidably lead to a stronger reduction of Ly α photons compared to the adjacent continuum (cf. Sect. 4.7). The probability that high UV-SFR objects are powered by one or few instantaneous bursts is very small; hence their intrinsic Ly α equivalent widths must be close to that expected for constant SF, i.e. $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} > 70\text{--}90$ Å and up to $\sim 250\text{--}360$ Å depending on metallicity (cf. Fig. 15). Radiation transfer and the presence of dust reduce $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ from the intrinsic to the observed values;
2. strong Ly α emitters with $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} \gtrsim 100$ Å correspond to young ($\lesssim 50$ Myr) objects, with the exact age limit depending on the detailed SF history. Equivalent widths up to ~ 360 Å can be explained by stellar populations with “normal” Salpeter-like IMFs and metallicities $Z \gtrsim 1/50 Z_{\odot}$. The strong emitters probably show little or no reddening, which would otherwise rapidly reduce the observed equivalent width. Observationally most of these objects are found as LAEs; few LBGs show such strong emission (cf. Shapley et al. 2003);
3. the trend of $EW_{\text{max}}(\text{Ly}\alpha)$ (“upper envelope”) as a function of $SFR(\text{UV})$ (i.e. UV magnitude) is most likely due to an increase of $E(B-V)$ with $SFR(\text{UV})$. An increasing dust optical depth will progressively reduce the intrinsic Ly α equivalent widths providing a natural continuity between the objects discussed in 2) and 1). Presumably the H I column density also increases with magnitude (i.e. UV SFR) maintaining a “reasonable” spread in the gas-to-dust ratio. Ultimately, the main underlying parameter governing the trends with UV magnitude may be the galaxy mass. We will discuss this further below;
4. the large spread in $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ at faint magnitudes ($SFR(\text{UV}) \lesssim 5\text{--}10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) results most likely from two effects: first the relatively small amount of dust, which does not eliminate the high EW_{obs} objects, and second the larger variety of SF histories/timescales – i.e. an enhanced role of “stochastic SF events” – made more plausible for objects of smaller absolute scale (mass or total SFR).

5. Other derived properties

In other contexts it may be of interest to derive properties such as the total neutral hydrogen mass in the outflow and the mass outflow rate. The following formulae can be used to estimate these quantities.

5.1. Neutral gas mass

The H I mass in the shell is related to its column density N_{HI} and radius r by

$$M_{\text{HI}} \approx 10^7 \left(\frac{r}{1 \text{ kpc}} \right)^2 \left(\frac{N_{\text{HI}}}{10^{20} \text{ cm}^{-2}} \right) M_{\odot}. \quad (7)$$

Assuming $r = 1$ kpc, we find neutral gas masses of the order of $\sim 2 \times 10^6$ to $10^8 M_{\odot}$, with a median of $7 \times 10^6 M_{\odot}$. If the H I were found in shells with radii similar to the optical sizes measured from D_{25} for local starbursts, $r_{25} \sim 5\text{--}50$ kpc, these estimates have to be increased by a factor 25–2500. A plausible lower limit of $r > 1.6 h^{-1}$ kpc is derived by Shapley et al. (2003) from

the typical half-light radius of LBGs; similarly the examination of close LBG pairs puts an upper limit of $r \lesssim 25 h^{-1}$ proper kpc on the physical dimension of the gas giving rise to strong interstellar absorption lines (Adelberger et al. 2003).

5.2. Mass outflow rates

Following Pettini et al. (2000) the mass loss rate involved in the outflow may be estimated as:

$$\dot{M}_{\text{HI}} = 6. \left(\frac{r}{1 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{N_{\text{HI}}}{10^{20} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{V_{\text{exp}}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}, \quad (8)$$

Again assuming $r = 1$ kpc, we derive mass outflow rates between ~ 0.2 and $100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. For larger radii $\dot{M}_{\text{HI}}$ has to be increased accordingly. The estimated outflow rates are thus comparable to the star formation rate, as already found earlier (e.g. Pettini et al. 2000; Grimes et al. 2007). In cases with the lowest velocities (quasi-static shells, i.e. in 2–3 of our objects), there is most likely no true outflow out of the galaxy.

6. A unifying scenario for LBGs and LAE, and implications

In Paper II, based on our modeling results for cB58 and on empirical data, we have proposed a unifying scenario to explain Ly α emission and absorption and the observed trends in LBGs. We will now discuss this scenario in the light of the results from the FDF objects and of the discussion in the present paper, and we will show how this scenario should also apply to LAEs.

In Paper II we suggested that the bulk of the LBGs intrinsically have $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \sim 60\text{--}80 \text{ \AA}$ or larger, and that the main physical parameter responsible for the observed variety of Ly α strengths and profiles in LBGs are N_{HI} and the accompanying variation of the dust content. Here, we propose that the same also holds for most LAEs, and that the larger Ly α equivalent widths found in (some of) these objects are due to the younger ages of the SF population, independently of their SF histories. For example, $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}}$ up to $\lesssim 300\text{--}400 \text{ \AA}$ can be expected at ages $\lesssim 50$ Myr and for metallicities $\lesssim 1/5 Z_{\odot}$ (cf. Fig. 15). Any differences between intrinsic and observed Ly α equivalent widths are then due to radiation transfer and dust effects.

In Paper II, we have shown that these effects transform, e.g. for an extinction of $E(B - V) \sim 0.3$ as found for cB58, a spectrum with an intrinsic Ly α emission with $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \gtrsim 60 \text{ \AA}$ into an absorption-dominated spectrum of LBGs. In the objects modeled here, Ly α is always found in emission, with observed $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} \sim 6\text{--}150 \text{ \AA}$. Again, the intrinsic Ly α emission determined from our line fits is found to be stronger with $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \sim 50\text{--}280 \text{ \AA}$. For all these LBG examples, covering the full range of Ly α line strengths observed by Shapley et al. (2003), the intrinsic Ly α properties are thus compatible with expectations of starbursts with constant star formation. For LAEs the same scenario can also hold, provided the extinction and/or H I column density are sufficiently low, and provided the age of the highest $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ objects is relatively young.

We now discuss the arguments supporting a continuity and even a strong overlap between LBGs and LAE; subsequently we will summarise the main observational evidence supporting our scenario.

6.1. LBGs and LAE, overlapping population with a sequence driven mostly by mass?

We suggest the following overlap and distinctions between LBGs and LAEs at a given redshift:

1. LAEs brighter than a certain limiting magnitude, M_{lim} , in the continuum are the same population as LBGs with strong Ly α emission (i.e. $> EW_{\text{lim}}^{\text{rest}}$);
2. at magnitudes fainter than M_{lim} , LAEs represent less massive objects than LBGs;
3. the remaining LBGs, i.e. those with $EW(\text{Ly}\alpha) < EW_{\text{lim}}^{\text{rest}}$ and Ly α in absorption and hence not selected as LAEs, can cover a wide range of galaxy masses, SFR, and SF histories.

At redshift $z \sim 3$ the overlap between LAEs and LBGs corresponds to approximately $\sim 25\%$ of the LBG population, and $\sim 23\%$ of the LAE population, as we will discuss below. The amount of overlap, hence the value of M_{lim} likely varies with redshift. Let us now justify these statements in more detail.

That there should be a continuity between LBGs and LAEs and a strong overlap between the different populations seems quite obvious as their distinction stems from a “UV-continuum” versus “emission line” selection, based, however, on the same spectral range (restframe UV). Furthermore the Lyman break or drop-out criterion is also applied as a selection criterion for many LAE samples (e.g. Taniguchi et al. 2005; Ouchi et al. 2007), and in any case LAEs are expected to show a Lyman break, even if too faint to be measured from the current data. A continuity between LBGs and LAEs is also supported by the overlap of many of their observed properties, such as magnitudes, colors, and others (e.g. Gawiser et al. 2006; Gronwall et al. 2007; Ouchi et al. 2007; Nilsson et al. 2007; Martin et al. 2008; Lai et al. 2008), in addition to the ones already discussed above ($SFR(\text{UV})$, $SFR(\text{Ly}\alpha)$, Ly α equivalent widths). Furthermore, the spatial distribution of LBGs and LAEs also show very similar correlation lengths, both at $z \sim 3$ and 4.5 where measurements are available (Adelberger et al. 2005; Gawiser et al. 2007; Kovač et al. 2007). Finally, at $z \sim 3$ the relative number densities of LAE/LBG can also be understood: in the magnitude range $R_{\text{AB}} < 25.5$ covered both by the LBG sample of Shapley et al. (2003) and the LAE sample of Gronwall et al. (2007), one has a ratio of LAE/LBG $\sim 1/3$, according to the latter authors. This is identical to the fraction of $\sim 25\%$ of LBGs showing strong Ly α , $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}} \sim 20 \text{ \AA}$, since this limit is the same as the selection limit of the Gronwal sample⁴. Adopting the same magnitude limit ($R < 25.5$) for both samples, we find no significant difference between the equivalent width distributions of the $z \sim 3$ LBG and LAE sample, as shown in Fig. 20. Indeed, while the EW_{obs} distribution of Shapley’s total LBG sample differs from that of Gronwal, the probability that both distributions are drawn from the same parent distribution is 92 % (according to the 2 sided Kolmogorov-Smirnov test), once this same magnitude limit is applied to both samples. This overlap with the LBGs concerns 37 out of 160 LAEs (23%) from Gronwal’s statistically complete LAE sample at $z \sim 3.1$.

We therefore conclude that LAEs above a certain magnitude limit represent the same population as LBGs with Ly α emission (point 1 above); furthermore the LAE selection method allows one to find strong emission line objects drawn from a larger

⁴ Applying the criteria $R_{\text{AB}} < 25.5$ and $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}^{\text{rest}} > 20 \text{ \AA}$ to Shapley’s data we find 175 out of 814 LBG, i.e. 21.5%. Dropping the restriction on R we obtain 22.5 %, similar to the $\sim 25\%$ of Shapley et al. (2003).

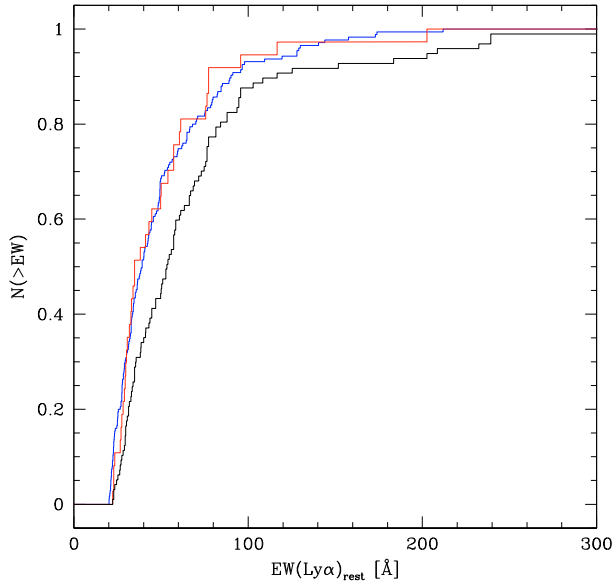


Fig. 20. Cumulative distribution of the observed Ly α equivalent widths of $z \sim 3$ samples of LAEs and LBGs: Shapley’s LBGs with $R < 25.5$ and $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}}^{\text{rest}} > 20$ Å in blue, LAEs from Gronwall et al. (2007) fulfilling the same condition in red, and full LAE sample of Gronwall et al. in black. The probability that the blue and red distributions are drawn from the same parent distribution is 92%, according to the 2 sided Kolmogorov-Smirnov test.

range of continuum brightness than the LBG selection, as also shown in Fig. 19 (point 2). The “remaining” LBGs, corresponding to three quartiles of Shapley, cannot be found through the LAE selection technique, and represent thus a separate class of star forming objects. As many LBG studies have shown, their parameters (mass, SFR etc.) cover a wide range (point 3).

If a continuity and overlap exists between LBGs and LAEs, what then is the main parameter(s) “driving” the observed Ly α strength? From the Ly α radiation transfer in expanding shells we have seen that the extinction (described here by $E(B - V)$ or the dust optical depth) plays a role in determining the strength of Ly α ⁵. The next important parameter N_{HI} , and the resulting variation in dust/gas ratio, as well as possibly deviations from the simple geometry considered here, likely introduce the required scatter around an oversimplified 1-dimensional scaling. Instead of the extinction, other parameters, such as the stellar mass $M_{\star}$ of the galaxy, its SFR, or others may be physically more fundamental, as suggested in Paper II. In this case LBGs and LAEs at the same redshift would represent a continuity with decreasing mass, at least on average, and correlations between $M_{\star}$, $E(B - V)$, and N_{HI} would explain the observed trends, including those of Ly α .

Among LBG samples, Pentericci et al. (2007) have found that LBGs at $z \sim 4$ with Ly α emission are less massive on average than LBGs with Ly α in absorption. The same trend has also been found by Erb et al. (2006) for $z \sim 2$ LBGs. Comparing LBGs and LAE, it is well established that LAEs show lower UV (i.e. continuum-based) star formation rates, and tend to have lower stellar masses than LBGs at similar redshift (cf. Reddy et al. 2006; Pirzkal et al. 2007; Gronwall et al. 2007; Gawiser et al. 2007; Overzier et al. 2008; Lai et al. 2008). The measured correlation length and galaxy bias of LBGs and LAEs are also

consistent with a lower mass for the ensemble of LAEs, as discussed recently by Gawiser et al. (2007). At $z \sim 1-2$ clear correlations between the total SFR and stellar mass $M_{\star}$ are found for UV star formation rates covering a similar range as those observed in $z \sim 3$ LAEs and LBGs (Elbaz et al. 2007; Daddi et al. 2007; Noeske et al. 2007). Furthermore we know that extinction scales with the total (IR plus UV) SFR (e.g. at $z \sim 2$ see Reddy et al. 2006). Except for the behaviour of the H I column density with galaxy mass, which is so far unknown, all quantities thus show the required trend consistent with our scenario.

6.2. LBGs and LAEs: age and SF history differences?

As already pointed out in Paper II, stellar population studies of LBGs consistently find ages of several tens to hundreds of Myr and favour constant star formation over this timescale (see e.g. Ellingson et al. 1996; Pettini et al. 2000; de Mello et al. 2000; Papovich et al. 2001; Shapley et al. 2001). In this case an intrinsic $EW(Ly\alpha)_{\text{int}}$ of $\sim 60-100$ Å is unavoidable (cf. Fig. 15). Although fewer studies have been undertaken on the stellar populations of LAEs, it appears that some of them are younger than LBGs. For example, using the sample of $z = 3.1$ LAEs from Gronwall et al. (2007), Gawiser et al. (2007); Lai et al. (2008) find a large spread of ages (from ~ 20 Myr to ~ 1.6 Gyr) and a decrease of the mean age with decreasing mass and near-IR luminosity. Similarly, young ages (and low masses) have been found from studies of LAEs at higher redshift (e.g. Pirzkal et al. 2006; Finkelstein et al. 2007b).

No age constraint can be derived from Ly α alone for objects with $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}} \lesssim 100$ Å, as such equivalent widths can be obtained for constant SF and taking into account various degrees of Ly α suppression by dust. On the other hand, $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}} > 100$ Å requires ages of $\lesssim 10-50$ Myr at maximum, depending on the exact SF history (Fig. 15); furthermore in such cases the amount of dust must be relatively low (e.g. $E(B - V) \lesssim 0.05-0.1$ for $EW_{\text{obs}}^{\text{rest}}/EW_{\text{int}} = 0.5$ and $r = 0.44-1$, according to Eq. (4)) to maintain a high Ly α equivalent width. In other words, for the vast majority of the LBGs, Ly α provides no age constraint, whereas LAEs with $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}} \gtrsim 100$ should have ages of $\lesssim 10-50$ Myr. These simple predictions appear in good agreement with the age estimates of LBGs and LAEs discussed above.

What can be inferred about the SF timescale/duration in LBGs and LAEs and possible differences between the two classes? As already mentioned, for the LBGs modeled in detail here and in Paper II, our Ly α modeling results require relatively high intrinsic Ly α equivalent widths, corresponding to constant star formation over timescales $\gtrsim 20-50$ Myr or longer; Ly α alone does not allow us to determine an upper limit for the duration of SF. For LAEs with high equivalent widths ($\gtrsim 100$ Å) there is a degeneracy between age and SF duration, but long SF timescales are not excluded from their Ly α properties. Even less strong LAEs could be explained with constant SF (and hence unconstrained SF duration). For example objects with $EW(Ly\alpha)_{\text{obs}} = 20$ Å – a value close to the detection criterion commonly adopted – could be explained with a small amount of extinction, $E(B - V)^{\text{gas}} \sim 0.1$, for an intrinsic equivalent width three times larger, according to Eq. (4). From Ly α alone, relatively long SF timescales could thus be possible both for the LBGs studied here and for the typical LAEs. However, more “bursty”, intermittent SF histories may be more plausible for lower mass objects, such as LAEs. The suggestion of relatively long timescales for LAEs is e.g. compatible with the ages

⁵ $E(B - V)$ is proportional to the dust absorption optical depth, which – associated with the effect of resonant scattering – determines the absorption probability of Ly α photons.

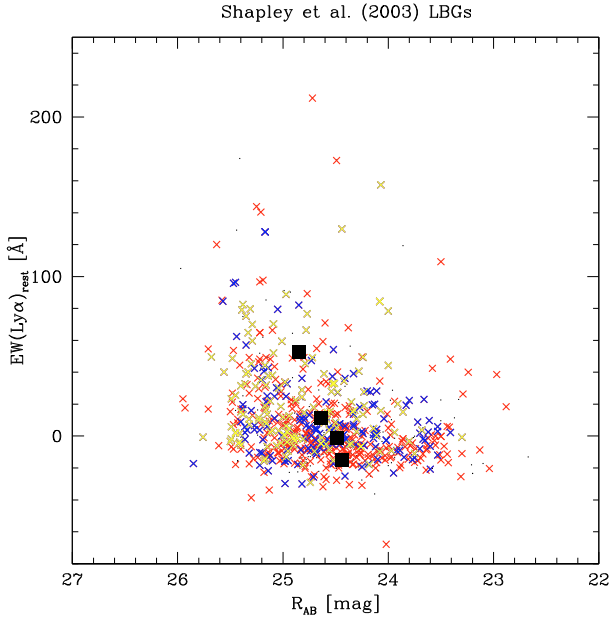


Fig. 21. Observed restframe Ly α equivalent width versus R_{AB} magnitude for the ~ 800 LBGs of Shapley et al. (2003) (shown as crosses). The total EW_{obs} is plotted here, including both absorption and emission components if present. Colors indicate different amounts of extinction $E(B - V)$ estimated from the $G - R$ color as described in Shapley et al.: $E(B - V) > 0.2$ in black, red: $0.1-0.2$, blue: $0.05-0.1$, and yellow: $E(B - V) < 0.05$. The corresponding values of the four LBG groups of Shapley et al. are shown as filled squares. Note the apparent existence of low $E(B - V)$, low $EW(Ly\alpha)_{obs}$ objects, which could be dominated by stellar absorption.

of ~ 160 Myr to 1.6 Gyr derived by Lai et al. (2008); however these age estimates probably provide upper limits, as derived assuming constant SF, and younger ages are also obtained when multiple components are allowed for.

Potentially the most interesting to constrain the SF timescale are objects with a low Ly α equivalent width (faint emission or even absorption) and low extinction. If the super-shell model applies to such objects and if their velocities are comparable to typical LBGs, observations of Ly α in absorption could indicate a post-starburst phase dominated by stellar absorption, as clear from Fig. 3 of Paper II. In fact, such objects seem to exist in the $z \sim 3$ LBG sample of Shapley et al. (2003), as shown in Fig. 21. Finding objects with shorter SF timescales among the low SFR objects, which may also be seen in this figure, appears more plausible given the stronger dependence on “stochasticity” discussed earlier. However, whether these objects are truly short duty-cycle, post-starburst objects with little dust remains to be verified. Otherwise different geometries and kinematics may need to be invoked and the radiation transfer models reexamined for these objects. Observations of stellar UV features, such as C IV and Si IV and other H recombination lines (e.g. H α) should in principle allow us to test this hypothesis and hence provide interesting constraints on the duty-cycle of these objects.

6.3. Open questions and further tests of the scenario

Although many arguments support our scenario described above, several important tests should be carried out. For example, a correlation between the galaxy mass and the H I column density remains to be established. Furthermore, does the dust mass increase with stellar mass? In other words, how does the dust-to-gas

ratio evolve with galaxy mass? Also, how well do the proposed correlations hold for individual objects? And what governs the dispersion around such correlations?

Concerning LAEs, direct measurements of their ISM properties (velocity shifts, ISM covering factors etc.) would be very useful. Although it can be expected that these sources show outflows, as well established for the majority of LBGs, such observations remain to be performed. This could also be important to examine possible differences in the homogeneity and the covering factor of the ISM in these objects.

An unclear issue raised by our study concerns the fainter LBGs with low Ly α equivalent widths or Ly α in absorption. Are these, presumably less massive objects, sufficiently dust-rich to suppress Ly α emission, are they post starburst objects, or what other process(es) explain their absence of Ly α emission?

A larger number of deep high quality spectroscopic observations, multi-wavelength data, and accompanying modeling should help to answer these questions in the near future.

6.4. Implications

Our scenario proposed for LBGs and LAEs has several notable implications, most of them already mentioned in Paper II.

First, our analysis has clearly shown that LBGs exhibit quite significant variations in their Ly α escape fraction, as apparent also from earlier comparisons of Ly α and other SFR indicators. Such variations must be included in models aimed at understanding Ly α emission from LAEs and LBGs and similar objects.

Second, observed distribution functions of $EW(Ly\alpha)_{obs}$ and the Ly α luminosity function must be strongly modified by radiation transfer and dust effects, and the fraction of objects with low $EW(Ly\alpha)_{obs}$ ($L(Ly\alpha)$) must be “artificially” overestimated (cf. Paper II). For a proper interpretation this must be taken into account; simple corrections may be applied using e.g. the proposed extinction estimate (Eq. (4)) or more sophisticated methods.

Third, the long/constant star formation rates and “old” ages ($\sim 20-100$ Myr) of LBGs derived from stellar population studies can be reconciled with the observed Ly α properties, when radiation transfer and dust are taken into account. In these circumstances Ly α should be independent of the stellar population age (measured since the onset of SF); its strength and line profile are mostly determined by the extinction and by N_{HI} (at least in the case of a homogeneous expanding shell). Possible trends of Ly α emission with age, such as indicated e.g. by Shapley et al. (2001, 2003); Ferrara & Ricotti (2006); Pentericci et al. (2007) but apparently found to be conflicting among each other, should then be fortuitous.

Finally, our scenario should explain the increase of the ratio of LAE/LBG and a higher percentage of LBGs with strong Ly α emission with redshift. These trends were suggested earlier (see e.g. Hu et al. 1998) and are now observed (Noll et al. 2004; Shimasaku et al. 2006; Nagao et al. 2007; Ouchi et al. 2007; Dow-Hygelund et al. 2007; Reddy et al. 2007). Indeed if extinction decreases with increasing z as expected e.g. from the observed metallicity decrease with redshift (cf. Tremonti et al. 2004; Erb et al. 2006; Ando et al. 2007; Liu et al. 2008), our radiation transfer models presented here predict stronger Ly α emission (see Eq. (4)), even if the intrinsic Ly α emission properties remain the same. Stronger intrinsic emission is additionally expected with decreasing metallicity, due to changes of the ionising/stellar properties. Both effects will thus lead to stronger Ly α emission and hence to an increase of the LAE/LBG ratio with redshift.

7. Summary and conclusion

Our 3D Ly α and UV continuum radiation transfer code (Verhamme et al. 2006) has been applied to fit the Ly α line profiles of 11 LBGs with Ly α emission in the FORS Deep Field with redshifts between 2.8 and 5 observed with medium spectral resolution ($R \approx 2000$) by Tapken et al. (2007). The observed line profiles show a variety of morphologies, including commonly observed redshifted asymmetric profiles, two double-peak profiles, and other more complicated line shapes.

We have adopted a simple model with a spherically expanding shell, which consists of neutral hydrogen and mixed-in dust, surrounding a central starburst emitting a UV continuum plus Ly α recombination line radiation from its associated H II region. With such a model, described by 4 “shell parameters” (the shell velocity V_{exp} , its column density N_{HI} , the Doppler parameter b , the dust optical depth τ_a) and 2 “spectral parameters” (EW_{int} and $FWHM_{\text{int}}$ of the input Ly α line), we have been able to successfully reproduce all the observed line profiles (see Sect. 3). For the majority of the 11 LBGs analysed here the medium resolution spectra allowed us to constrain these parameters with relatively few degeneracies. In particular we found that Ly α line profile fitting alone allows us to determine the amount of dust extinction.

The parameters we have derived for our sample behave as follows (see Sect. 4):

- The expansion velocity is typically between $V_{\text{exp}} \sim 150\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$. Higher velocities ($300\text{--}400 \text{ km s}^{-1}$) may be found in two objects. In two out of 11 LBGs the neutral medium is most likely quasi-static ($V_{\text{exp}} \sim 10\text{--}25 \text{ km s}^{-1}$); their double-peaked line profiles are clearly distinct from the majority of the spectra. Our velocity determinations are also supported by measurements of interstellar lines in three cases.
- Except for one object, FDF4691 with a double-peaked Ly α profile with $FWHM \sim 840 \text{ km s}^{-1}$, all Ly α line profiles can be reproduced with a relatively low value of the intrinsic Ly α line width ($FWHM^{\text{int}} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$); radiation transfer effects broaden the line to the observed widths of typically $FWHM^{\text{obs}} \sim 200\text{--}600 \text{ km s}^{-1}$. We have proposed that the observed $FWHM(\text{Ly}\alpha)$ is related to the H I column density to the first order.
- The radial H I column density obtained from our Ly α line fits ranges from $N_{\text{HI}} \sim 2 \times 10^{19}$ to $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Lower values may also apply in a few objects. We found possible indications of an anti-correlation between the observed Ly α equivalent width and N_{HI} , and for a correlation between $FWHM(\text{Ly}\alpha)$ and N_{HI} .
- Our Ly α profile fits yield values of $E(B - V) \sim 0.05\text{--}0.2$ for the gas extinction. These values are also broadly in agreement with the extinction derived from broad-band SED fits for our objects. We found indications for a dust-to-gas ratio higher than the Galactic value, and for a substantial scatter.
- The escape fraction of Ly α photons f_e , which follows from our Ly α profile fits, was found to be determined primarily by the extinction. We propose a simple fit between f_e and $E(B - V)$ (Eq. (3)), which for $E(B - V) \lesssim 0.3$ is also in reasonable agreement with the Ly α escape fraction measured in nearby starbursts. Since Ly α photons are more strongly suppressed by dust than UV continuum photons, a measurement of $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ can in principle yield $E(B - V)$ (see Eq. (4)), provided the intrinsic Ly α equivalent width is known (or assumed).

- Although the LBGs modeled here include objects with observed Ly α equivalent widths down to $\sim 6 \text{ \AA}$ in the rest-frame (and $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}$ up to $130\text{--}150 \text{ \AA}$), 10/11 objects can clearly be fit with higher intrinsic Ly α equivalent widths ($EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \sim 50\text{--}100 \text{ \AA}$ or larger), which are expected for stellar populations forming constantly over long periods ($\gtrsim 10\text{--}100 \text{ Myr}$). In three cases we found indications for younger populations. This result agrees with the one found in Paper II from the modeling of cB58 – an LBG with Ly α in absorption – and shows that radiation transfer effects and dust can lead to a great diversity of observed Ly α strengths (and profile shapes), even if the intrinsic stellar populations and emission line properties of LBGs may be fairly similar.
- After correction for radiation transfer and dust effects we obtain a better consistency between the use of the Ly α and UV continuum luminosity as SFR indicators.

Putting together the model results from this paper (LBG with Ly α in emission) and those from Paper II (modeling of an LBG with Ly α in absorption) we have been able to reproduce the main trends/correlations found in large samples of LBGs and LAEs (see Sect. 4.9). In particular we found that the absence of high EW_{obs} -high SFR objects is due to radiation transfer effects and the presence of dust. We also show that the observed correlation of velocity shifts between IS lines and Ly α with Ly α strength (cf. Shapley et al. 2003) does not reflect systematic differences of the outflow velocities.

We have proposed that most LBGs and LAEs intrinsically have $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{int}} \sim 60\text{--}80 \text{ \AA}$ or larger, and that the main physical parameters responsible for the observed variety of Ly α strengths and profiles in LBGs are N_{HI} and the accompanying variation of the dust content. These quantities, in turn, are thought to scale mostly with galaxy mass. Such relatively high intrinsic equivalent widths are compatible with expectations for relatively long star formation episodes ($\gtrsim 10\text{--}100 \text{ Myr}$), compatible with typical ages and star formation histories derived for LBGs. Interestingly we also found indications of relatively low extinction ($E(B - V) \lesssim 0.1$) LBGs with Ly α in absorption in the sample of Shapley and collaborators. If true, these could be short duty-cycle, post-starburst objects, dominated by stellar Ly α absorption.

Analysing the properties of LBGs and LAEs at $z \sim 3$ we have shown that there is a clear overlap between these two populations (Sect. 6.1): $\sim 20\text{--}25\%$ of the LBGs of Shapley et al. (2003) – those with $EW(\text{Ly}\alpha)_{\text{obs}}^{\text{rest}} > 20 \text{ \AA}$ – correspond to LAEs brighter than $R_{\text{AB}} = 25.5 \text{ mag}$. The remaining $\sim 77\%$ of the statistically complete LAE population from Gronwall et al. (2007) are fainter in the continuum than the LBGs. Radiation transfer, dust effects, and changes in the stellar/ionising properties should also explain the increase of the LAE/LBG ratio, and a higher percentage of LBGs with strong Ly α emission with increasing redshift.

Our Ly α line profile fitting of LBGs with a detailed radiation transfer code has shown that we are able to understand a diversity of Ly α line shapes and strengths and thereby to provide interesting quantitative constraints on their gas and stellar properties. Most of the observed differences and correlations between Ly α and other properties can be understood with a simple outflow model, where the H I column density and dust content ($E(B - V)$) play the main roles. The same model applies to LAEs, which appear to be closely related to LBGs.

Several additional tests of our scenario have been proposed and new questions have been raised, e.g. about the star formation duration of some LBGs with apparently low extinction (see Sect. 6.3). Numerous interesting implications remain to be

investigated, e.g. on the interpretation of Ly α luminosity functions. It is the hope that radiation transfer models, such as those successfully applied here, will help to shed further light on star formation and galaxy evolution at high redshift.

Acknowledgements. We thank Daniela Calzetti for unpublished measurements of N_HI in local starbursts, and Alice Shapley and Caryl Gronwall for communicating data in electronic form. We thank many colleagues for stimulating discussions during the last years and at the Ly α workshop held recently in Paris. Matthew Hayes, Andrea Ferrara, and David Valls-Gabaud, provided useful comments on an earlier version of the manuscript. This work was supported by the Swiss National Science Foundation.

References

- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Shapley, A. E., & Pettini, M. 2003, *ApJ*, 584, 45
- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2005, *ApJ*, 619, 697
- Ahn, S.-H., Lee, H.-W., & Lee, H. M. 2000, *J. Korean Astron. Soc.*, 33, 29
- Ahn, S.-H., Lee, H.-W., & Lee, H. M. 2002, *ApJ*, 567, 922
- Ajiki, M., Taniguchi, Y., Fujita, S. S., et al. 2003, *AJ*, 126, 2091
- Ando, M., Ohta, K., Iwata, I., et al. 2004, *ApJ*, 610, 635
- Ando, M., Ohta, K., Iwata, I., et al. 2007, *PASJ*, 59, 717
- Atek, H., Kunth, D., Hayes, M., & Ostlin, G. 2008, *A&A*, submitted
- Baker, A. J., Tacconi, L. J., Genzel, R., Lehnert, M. D., & Lutz, D. 2004, *ApJ*, 604, 125
- Bender, R., Appenzeller, I., Böhm, A., et al. 2001, in *Deep Fields*, ed. S. Cristiani, A. Renzini, & R. E. Williams, 96
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Calzetti, D. 2001, *PASP*, 113, 1449
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
- Cantalupo, S., Porciani, C., Lilly, S. J., & Miniati, F. 2005, *ApJ*, 628, 61
- Christensen, L., Sánchez, S. F., Jahnke, K., et al. 2004, *A&A*, 417, 487
- Cuby, J.-G., Hibon, P., Lidman, C., et al. 2007, *A&A*, 461, 911
- Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, 670, 156
- Dawson, S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., et al. 2004, *ApJ*, 617, 707
- de Mello, D. F., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 2000, *ApJ*, 530, 251
- Delgado, R. M. G., Cerviño, M., Martins, L. P., Leitherer, C., & Hauschildt, P. H. 2005, *MNRAS*, 357, 945
- Dijkstra, M., & Wyithe, J. S. B. 2007, *MNRAS*, 379, 1589
- Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006a, *ApJ*, 649, 14
- Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006b, *ApJ*, 649, 14
- Dow-Hygelund, C. C., Holden, B. P., Bouwens, R. J., et al. 2007, *ApJ*, 660, 47
- Elbaz, D., Daddi, E., Le Borgne, D., et al. 2007, *A&A*, 468, 33
- Ellingson, E., Yee, H. K. C., Bechtold, J., & Elston, R. 1996, *ApJ*, 466, L71
- Erb, D. K., Shapley, A. E., Steidel, C. C., et al. 2003, *ApJ*, 591, 101
- Erb, D. K., Shapley, A. E., Pettini, M., et al. 2006, *ApJ*, 644, 813
- Faucher-Giguere, C., Prochaska, J. X., Lidz, A., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2007, *ArXiv e-prints*, 709
- Ferrara, A., & Ricotti, M. 2006, *MNRAS*, 373, 571
- Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Grogin, N., & Wang, J. 2007a, *ArXiv e-prints*, 708
- Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Pirzkal, N., & Wang, J. 2007b, *ApJ*, 660, 1023
- Fosbury, R. A. E., Villar-Martín, M., Humphrey, A., et al. 2003, *ApJ*, 596, 797
- Gabasch, A., Bender, R., Seitz, S., et al. 2004, *A&A*, 421, 41
- Gawiser, E., van Dokkum, P. G., Gronwall, C., et al. 2006, *ApJ*, 642, L13
- Gawiser, E., Francke, H., Lai, K., et al. 2007, *ApJ*, 671, 278
- Grimes, J. P., Heckman, T., Strickland, D., et al. 2007, *ApJ*, 668, 891
- Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, *ApJ*, 667, 79
- Hansen, M., & Oh, S. P. 2006, *MNRAS*, 367, 979
- Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., et al. 2005, *A&A*, 438, 71
- Hayes, M., Östlin, G., Atek, H., et al. 2007, *MNRAS*, 382, 1465
- Heckman, T. M., Sembach, K. R., Meurer, G. R., et al. 2001, *ApJ*, 558, 56
- Heidt, J., Appenzeller, I., Gabasch, A., et al. 2003, *Ap&SS*, 284, 385
- Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. G. 1998, *ApJ*, 502, L99
- Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., et al. 2006, *ApJ*, 648, 7
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Kobayashi, M. A. R., Totani, T., & Nagashima, M. 2007, *ApJ*, 670, 919
- Kovač, K., Somerville, R. S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., & Wang, J. 2007, *ApJ*, 668, 15
- Kudritzki, R.-P., Méndez, R. H., Feldmeier, J. J., et al. 2000, *ApJ*, 536, 19
- Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., Terlevich, E., et al. 1998, *A&A*, 334, 11
- Lai, K., Huang, J.-S., Fazio, G., et al. 2007, *ApJ*, 655, 704
- Lai, K., Huang, J.-S., Fazio, G., et al. 2008, *ApJ*, 674, 70
- Laursen, P., Razoumov, A. O., & Sommer-Larsen, J. 2008, *ArXiv e-prints*, 805
- Le Delliou, M., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Morris, S. L. 2006, *MNRAS*, 365, 712
- Lequeux, J., Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., & Sargent, W. L. W. 1995, *A&A*, 301, 18
- Liu, X., Shapley, A. E., Coil, A. L., Brinchmann, J., & Ma, C.-P. 2008, *ArXiv e-prints*, 801
- Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2002, *ApJ*, 565, L71
- Mao, J., Lapi, A., Granato, G. L., de Zotti, G., & Danese, L. 2007, *ApJ*, 667, 655
- Martin, C., Sawicki, M., Dressler, A., & McCarthy, P. 2008, *ApJ*, submitted
- Mas-Hesse, J. M., Kunth, D., Tenorio-Tagle, G., et al. 2003, *ApJ*, 598, 858
- Mehlert, D., Tapken, C., Appenzeller, I., et al. 2006, *A&A*, 455, 835
- Misawa, T., Tytler, D., Iye, M., et al. 2007, *AJ*, 134, 1634
- Mori, M., & Umemura, M. 2006, *Nature*, 440, 644
- Nagamine, K., Ouchi, M., Springel, V., & Hernquist, L. 2008, *ArXiv e-prints*, 802
- Nagao, T., Murayama, T., Maiolino, R., et al. 2007, *A&A*, 468, 877
- Neufeld, D. A. 1990, *ApJ*, 350, 216
- Neufeld, D. A. 1991, *ApJ*, 370, L85
- Nilsson, K. K., Möller, P., Möller, O., et al. 2007, *A&A*, 471, 71
- Noeske, K. G., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, *ApJ*, 660, L43
- Noll, S., Mehlert, D., Appenzeller, I., et al. 2004, *A&A*, 418, 885
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 707
- Overzier, R. A., Bouwens, R. J., Cross, N. J. G., et al. 2008, *ApJ*, 673, 143
- Papovich, C., Dickinson, M., & Ferguson, H. C. 2001, *ApJ*, 559, 620
- Pentericci, L., Grazian, A., Fontana, A., et al. 2007, *A&A*, 471, 433
- Pettini, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., & Giavalisco, M. 2000, *ApJ*, 528, 96
- Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., et al. 2002, *ApJ*, 569, 742
- Pierleoni, M., Maselli, A., & Ciardi, B. 2007, *ArXiv e-prints*, 712
- Pirzkal, N., Xu, C., Ferreras, I., et al. 2006, *ApJ*, 636, 582
- Pirzkal, N., Malhotra, S., Rhoads, J. E., & Xu, C. 2007, *ApJ*, 667, 49
- Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 711
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Fadda, D., et al. 2006, *ApJ*, 644, 792
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 706
- Rhoads, J. E., Dey, A., Malhotra, S., et al. 2003, *AJ*, 125, 1006
- Richling, S., Meinköhn, E., Kryzhevoi, N., & Kanschä, G. 2001, *A&A*, 380, 776
- Savaglio, S., Panagia, N., & Padovani, P. 2002, *ApJ*, 567, 702
- Schaerer, D. 2003, *A&A*, 397, 527
- Schaerer, D. 2007, *ArXiv e-prints*, 706
- Schaerer, D., & Pelló, R. 2005, *MNRAS*, 362, 1054
- Schaerer, D., & Verhamme, A. 2008, *A&A*, 480, 369
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2001, *ApJ*, 562, 95
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, *ApJ*, 588, 65
- Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., et al. 2006, *PASJ*, 58, 313
- Stark, D. P., Ellis, R. S., Richard, J., et al. 2007a, *ApJ*, 663, 10
- Stark, D. P., Loeb, A., & Ellis, R. S. 2007b, *ApJ*, 668, 627
- Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, *PASJ*, 57, 165
- Tapken, C. 2005, Ph.D. Thesis, Landessternwarte Heidelberg
- Tapken, C., Appenzeller, I., Mehlert, D., Noll, S., & Richling, S. 2004, *A&A*, 416, L1
- Tapken, C., Appenzeller, I., Gabasch, A., et al. 2006, *A&A*, 455, 145
- Tapken, C., Appenzeller, I., Noll, S., et al. 2007, *A&A*, 467, 63
- Tasitsiomi, A. 2006, *ApJ*, 645, 792
- Teplitz, H. I., McLean, I. S., Becklin, E. E., et al. 2000, *ApJ*, 533, L65
- Thommes, E., & Meisenheimer, K. 2005, *A&A*, 430, 877
- Thuan, T. X., & Izotov, Y. I. 1997, *ApJ*, 489, 623
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, *ApJ*, 613, 898
- Vanzella, E., Cristiani, S., Dickinson, M., et al. 2008, *A&A*, 478, 83
- Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Overzier, R. A., et al. 2004, *A&A*, 424, L17
- Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 2005, *A&A*, 431, 793
- Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, *A&A*, 460, 397
- Vladilo, G., Prochaska, J. X., & Wolfe, A. M. 2007, *ArXiv e-prints*, 712
- Willis, J. P., & Courbin, F. 2005, *MNRAS*, 357, 1348
- Wilman, R. J., Gersten, J., Bower, R. G., et al. 2005, *Nature*, 436, 227
- Yamada, S. F., Sasaki, S. S., Sumiya, R., et al. 2005, *PASJ*, 57, 881

Bibliographie

- Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Hunt, M. P., and Shapley, A. E. : 2002, *ApJ* **569**, 742
- Savaglio, S., Panagia, N., and Padovani, P. : 2002, *ApJ* **567**, 702
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., and Adelberger, K. L. : 2003, *ApJ* **588**, 65
- Swinbank, A. M., Bower, R. G., Smith, G. P., Wilman, R. J., Smail, I., Ellis, R. S., Morris, S. L., and Kneib, J.-P. : 2007, *MNRAS* **376**, 479
- Tapken, C., Appenzeller, I., Noll, S., Richling, S., Heidt, J., Meinköhn, E., and Mehlert, D. : 2007, *A&A* **467**, 63
- Teplitz, H. I., Malkan, M. A., and McLean, I. S. : 2004, *ApJ* **608**, 36

Chapitre 7

La grille de modèles

7.1 Description de l'ensemble des modèles

Afin de réaliser les différents ajustements présentés dans les deux Chapitres précédents, nous avons calculé une grille de modèles de coquilles sphériques en expansion, en variant les quatre paramètres décrivant les conditions physiques dans la coquille sur des intervalles déterminés par les observations. Ces quatre paramètres sont : la densité de colonne d'hydrogène neutre dans la coquille N_{H} , la profondeur optique d'absorption de la poussière interstellaire τ_a (reliée à l'extinction $E(B - V) \sim 0.1\tau_a$), la vitesse d'expansion de la coquille V_{exp} , et le paramètre Doppler b , sommant quadratiquement la vitesse thermique du gaz et une éventuelle vitesse de microturbulence.

Nous avons un peu moins de 300 modèles différents de coquille, pour lesquels une image $\text{Ly}\alpha$ ou un spectre –résolu ou intégré– le long d'une ligne de visée arbitraire, peuvent être contruits a posteriori, pour un spectre input $\text{Ly}\alpha$ arbitraire. Dans la suite de ce Chapitre, comme dans les deux articles précédents, le spectre input est constitué de deux composantes : un continuum modélisant la contribution de l'ensemble des étoiles dans l'UV proche de $\text{Ly}\alpha$, et une gaussienne en émission modélisant la raie de recombinaison $\text{Ly}\alpha$ de la région H II autour de ces étoiles. Il est donc déterminé par les deux paramètres de la gaussienne : la largeur équivalente $\text{EW}(\text{Ly}\alpha)$ et la largeur à mi-hauteur FWHM. Dans tous les modèles présentés ci-après la largeur équivalente est fixée à $80\text{\AA}$, et la largeur à mi-hauteur à 100km s^{-1} , car ces valeurs correspondent aux prédictions théorique pour une galaxies starburst à taux de formation stellaire constant (cf Chapitre 2). Les autres paramètres prennent les valeurs suivantes :

- N_{H} est comprise entre 4×10^{16} et $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$
- V_{exp} est comprise entre 0 et 400 km s^{-1} ,
- τ_a est comprise entre 0.0 et 5.0
- b est compris entre 10 et 200 km s^{-1} .

Cependant, la grille n'est pas exhaustive (toutes les combinaisons possibles

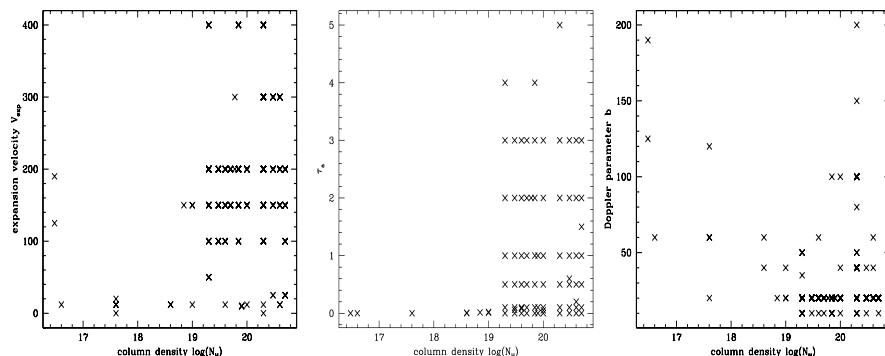


FIG. 7.1 – Dans ces trois fenêtres, chaque croix correspond à un modèle de la grille, avec comme valeurs de paramètres l’abscisse et l’ordonnée correspondantes, les deux autres paramètres étant non renseignés. De gauche à droite, les paramètres présentés sont : (N_H, V_{exp}) (N_H, τ_a) (N_H, b) .

entre ces paramètres n’ont pas été calculées, et l’échantillonnage peut être affiné), et nous envisageons de la compléter à l’avenir. Pour illustration, la Fig 7.1 présente trois sous-ensembles des simulations qui existent pour des valeurs de paramètres donnés en coordonnées. Une grande partie des spectres intégrés émergents de ces modèles sont présentés en annexe, sous forme de tables, à la résolution $R=2000$ que nous avons utilisée pour l’échantillon de galaxies du FORS Deep Field.

Le but de ce Chapitre est de résumer l’expérience acquise lors de l’ajustement des spectres observés grâce à nos modèles, afin d’aider les futurs travaux, en tentant de répondre aux questions suivantes : comment agissent chacun des paramètres physiques de la coquille sur l’allure du spectre émergent ? Y-a-t-il des paramètres plus influents que d’autres ? Quelles sont les parties du spectre observé qui contraignent le choix du modèle ? Nous présentons ici la première ébauche d’un travail qui donnera certainement lieu à une publication. Pour chacun des modèles, nous avons mesuré :

- la fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$
- l’emplacement du pic principal,
- l’extension de la raie, c’est à dire la largeur de la base de la raie, mesurée par l’abscisse V_{max} à laquelle l’aile retombe au niveau du continu,
- l’écartement entre les pics, lorsqu’il y a deux pics ou plus sur l’aile rouge de la raie (s’il y a plus de deux pics, on calcule l’écartement moyen).

Afin de compléter ce travail, d’autres mesures systématiques sont à effectuer sur ces modèles : la largeur équivalente $\text{EW}(\text{Ly}\alpha)$, et l’asymétrie de la raie.

Dans une première partie, nous présentons l’allure globale des spectres $\text{Ly}\alpha$, c’est-à-dire la façon dont leur morphologie varie avec les différents paramètres. Puis nous consacrons une partie à chacune des mesures énumérées

précédemment, pour tenter de déterminer les corrélations entre ces mesures et les paramètres de la coquille. Enfin, nous commentons les principaux résultats concernant nos ajustements.

7.2 Morphologie des spectres Ly α

Dans cette partie, les spectres Ly α présentés sont les spectres intégrés émergeant d’une coquille standard ($N_{\text{H}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $\tau_a = 1.0$, $V_{\text{exp}} = 200 \text{ km s}^{-1}$, $b = 20 \text{ km s}^{-1}$), dont on fait varier chacun des paramètres, tour à tour. La résolution spectrale est $R=2000$ (150 km s^{-1}), car elle correspond à la meilleure résolution spectrale atteignable aujourd’hui pour l’observation d’objets à $z \sim 3$. Les effets des différents paramètres sur le spectre émergent sont gommés par des résolutions spectrales inférieures. Le choix des valeurs “standard” est fait a posteriori, en regard des résultats obtenus pour la modélisation de notre échantillon de LBGs à $z \sim 3$. Les valeurs de N_{H} et τ_a correspondent aux moyennes des valeurs obtenues dans les fits ; les valeurs de V_{exp} et b sont celles déterminées pour presque tous les objets. La Fig. 7.2 présente le schéma d’une coquille en expansion autour d’une source ponctuelle, et le spectre intégré émergeant de la coquille standard. Il est asymétrique – tout le flux est émis du côté rouge de la raie input– et constitué de plusieurs pics, la position du pic principal étant à ~ 2 fois la vitesse d’expansion de la coquille ($\sim 400 \text{ km s}^{-1}$). Comme expliqué en détails dans Verhamme et al. (2006), les photons composant les différents pics ont subi des parcours de diffusion différents : les photons du premier pic –le plus proche de $V_{\text{obs}} = 0 \text{ km s}^{-1}$ – ont diffusé dans la partie de la coquille venant vers nous, tandis que les photons provenant des deux autres pics ont rétro-diffusé –ils ont été réfléchis par la partie de la coquille qui s’éloigne de nous–, les photons du pic à $\sim 400 \text{ km s}^{-1} = 2V_{\text{exp}}$ ayant rétrodiffusé une fois, ceux à $\sim 800 \text{ km s}^{-1} = 4V_{\text{exp}}$ ayant rétrodiffusé deux fois (voir courbes verte et bleue en pointillés sur la Fig. 7.2).

Les paragraphes suivants détaillent l’influence de chacun des 4 paramètres de la coquille sur le spectre émergent.

7.2.1 Influence de N_{H}

Sur la Fig. 7.3, on voit plusieurs effets de la densité de colonne sur le spectre émergent d’une coquille. D’abord, la largeur équivalente (ou la fraction d’échappement) du spectre émergent chute avec l’augmentation de N_{H} : puisque le nombre de diffusions est proportionnel à la densité de colonne (Harrington, 1973), plus un milieu est dense plus les photons Ly α vont subir de diffusions, plus ils augmentent leur chance d’être absorbés par la poussière. Ensuite, l’emplacement du pic se décale vers le rouge quand la densité de colonne augmente : en fait, les photons qui constituent le premier pic –ceux qui ne subissent pas de rétro-diffusion, mais qui diffusent un grand

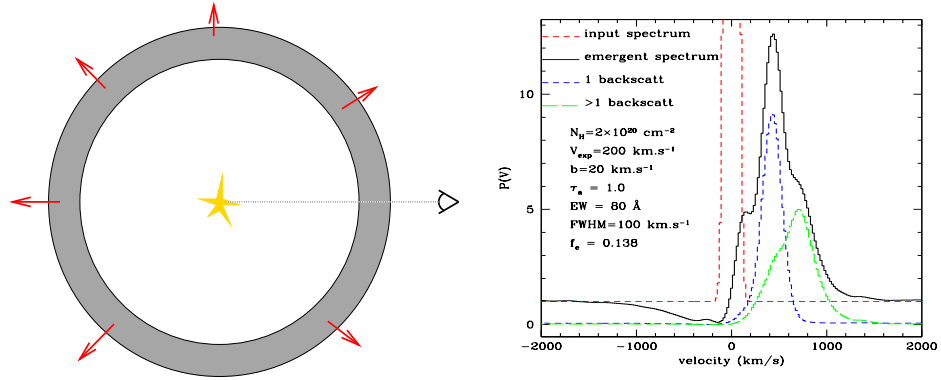


FIG. 7.2 – Spectre intégré émergent d’une coquille sphérique en expansion autour d’une source ponctuelle émettant un continu + une gaussienne (courbe rouge en pointillés). Les valeurs des paramètres physiques dans la coquille et des paramètres du spectre input sont standards : ils correspondent à la moyenne des paramètres mesurés par les observations (voir texte pour plus de détails).

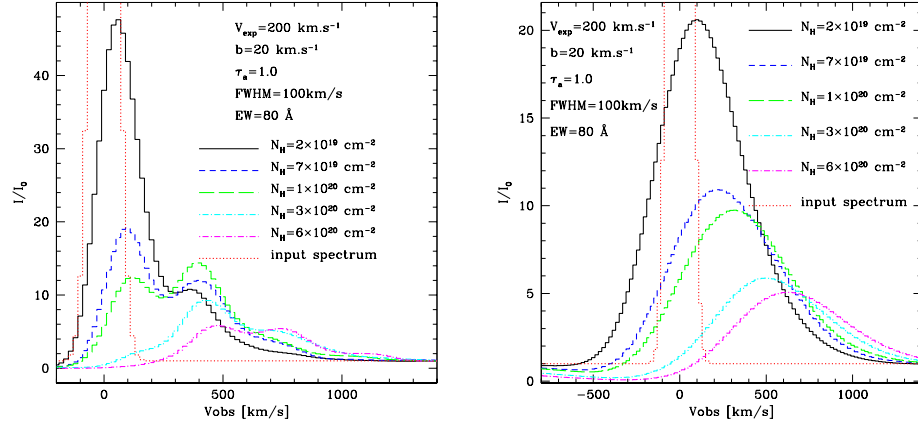


FIG. 7.3 – Influence de la densité de colonne sur l’allure du spectre émergent de la coquille standard. **Gauche** : spectres tracés à la résolution de Tapken et al. (2007) (150 km s^{-1}). **Droite** : Spectres tracés à la résolution de Shapley et al. (2003) (400 km s^{-1}).

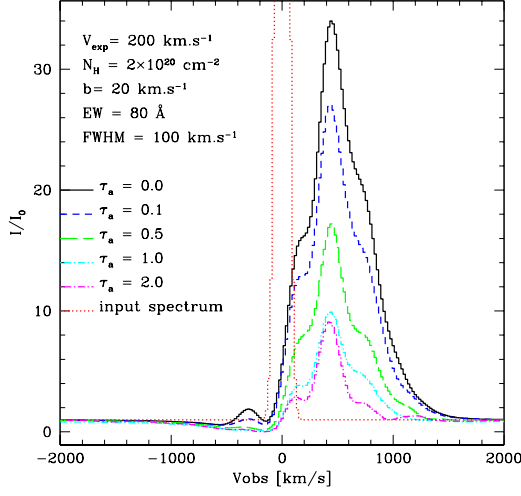


FIG. 7.4 – Influence de la quantité de poussières dans la coquille sur l’allure du spectre émergent de la coquille standard.

nombre de fois dans la partie de la coquille venant vers l’observateur– sont de plus en plus absorbés quand la densité de colonne augmente, et ceux qui s’échappent de la coquille sont les photons rétro-diffusés, qui acquièrent rapidement un grand décalage en vitesse par ce phénomène. Enfin, l’extension de la raie augmente avec la densité de colonne, car les photons doivent acquérir un décalage en vitesse de plus en plus grand pour pouvoir s’échapper.

L’influence de la résolution spectrale sur l’interprétation des spectres est illustrée en comparant le graphe de gauche et celui de droite, Fig. 7.3. A haute résolution (150 km s^{-1}), on distingue les sous-structures du profil, ce qui permet d’expliquer précisément l’évolution du spectre avec l’augmentation de la densité de colonne. A basse résolution (400 km s^{-1}), les différents pics sont lissés, et l’emplacement du pic “global” de la raie semble juste être corrélé à la densité de colonne.

7.2.2 Influence de τ_a

comme illustré sur la Fig 7.4, lorsque la profondeur optique d’absorption due à la poussière interstellaire dans la coquille augmente, la fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$ diminue : s’il y a plus d’absorbeurs, les chances de s’échapper du milieu diminuent pour un photon $\text{Ly}\alpha$. En revanche, l’allure du spectre est assez bien conservée. Pour des milieux très poussiéreux, l’effet de la poussière est de “creuser entre les pics” : les photons qui subissent très peu de diffusions vont avoir plus de chance de s’échapper que les autres, or statistiquement, les photons rétro-diffusés, qui constituent les pics, ont un nombre moyen de diffusions plus faible que les autres.

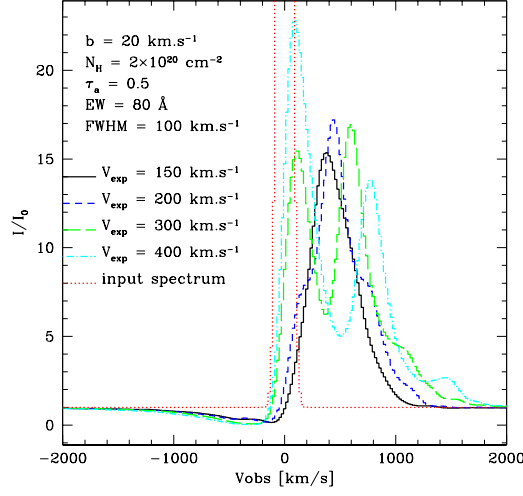


FIG. 7.5 – Influence de la vitesse d'expansion dans la coquille sur l'allure du spectre de la coquille standard.

7.2.3 Influence de V_{exp}

La vitesse d'expansion de la coquille a une grande influence sur l'allure générale du spectre de la coquille standard, comme illustré sur la Fig. 7.5. Pour des vitesses assez faibles ($150 < V < 250 \text{ km s}^{-1}$), il n'y a qu'un seul pic, situé à $\sim 2V_{\text{exp}}$. En fait, les pics constitués des photons qui diffusent dans la partie de la coquille venant vers nous et des photons rétro-diffusés sont confondus, ils se retournent par hasard centrés autour de la même abscisse. Lorsque V_{exp} augmente, le premier pic se rapproche du cœur de la raie, car la profondeur optique du milieu diminue, donc les photons ont besoin d'acquérir un décalage en vitesse moins grand pour s'échapper. Le deuxième pic, constitué des photons rétro-diffusant une fois, est toujours situé autour de $\sim 2V_{\text{exp}}$, il se décale donc vers le rouge quand V_{exp} augmente, ce qui conduit à l'apparition de deux pics distincts.

Précisons que le spectre émergent d'une coquille statique présente deux pics symétriques de part et d'autre du cœur de la raie. La symétrie est brisée dès que la vitesse n'est plus nulle : le pic bleu diminue progressivement au profit du rouge. Enfin, une coquille en effondrement présente les spectres exactement symétriques à ceux de la Fig. 7.5, mais du côté bleu.

7.2.4 Influence de b

Sur le graphe de gauche de la Fig. 7.6, on constate que la fraction d'échappement $\text{Ly}\alpha$ augmente avec b , le pic rouge est décalé vers le rouge et un pic secondaire bleu apparaît.

Quand b augmente, le nombre moyen de diffusions avant échappement diminue : sur le graphe de droite de la Fig. 7.6, on voit que ~ 10 fois plus de photons sortent de la coquille après un tout petit nombre d'interactions

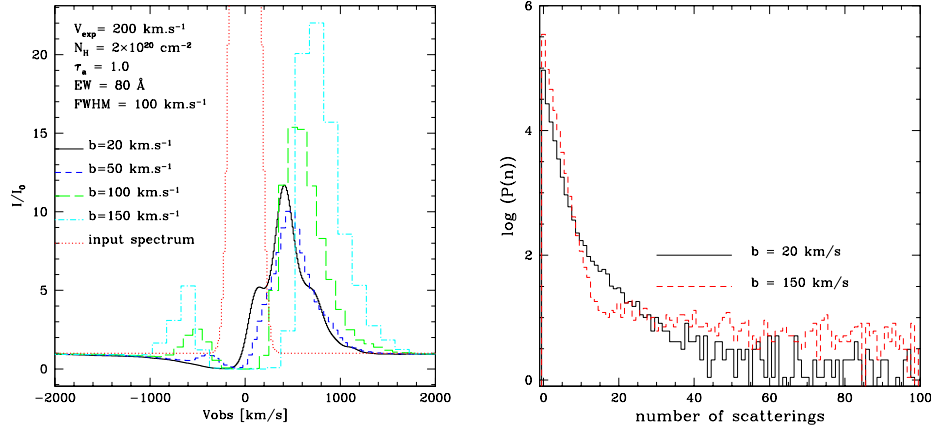


FIG. 7.6 – **Gauche** : Influence du paramètre Doppler b sur l’allure du spectre émergent de la coquille standard. **Droite** : Distribution du nombre de diffusions avant échappement pour les valeurs extrêmes de b .

dans le cas $b = 150 \text{ km s}^{-1}$ par rapport au cas $b = 20 \text{ km s}^{-1}$. C’est pour cette raison que la fraction d’échappement des photons augmente avec b , car moins les photons diffusent dans la coquille, moins ils ont de chance d’être absorbés par la poussière.

L’influence du paramètre b sur l’allure du spectre est complexe, car la valeur de ce paramètre affecte le “régime” de diffusion des photons Ly α . Pour expliquer l’évolution du spectre en fonction de b , il est pratique de raisonner en fréquences. On définit x , la fréquence du photon repérée par rapport au centre de la raie Ly α ($x = 0 \iff \nu = \nu_0$) en unités du paramètre Doppler b ($x = 1 \iff V_{obs} = b$) :

$$x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D = -V_{obs}/b \quad (7.1)$$

avec $\Delta\nu_D = b/c\nu_0$ (Verhamme et al., 2006). On a vu au Chapitre 2 que la redistribution en fréquence après une diffusion est cohérente dans les ailes, mais pas dans le cœur de la raie. La transition cœur/ailes se situe aux alentours de $x_c = \pm 3$. Donc, il faut considérer le rapport V_{exp}/b pour connaître le “régime de diffusion” des photons dans la coquille. Lorsque $b = 20 \text{ km s}^{-1}$ dans une coquille dont la vitesse d’expansion est $V_{exp} = 200 \text{ km s}^{-1}$, un photon arrive dans la coquille avec la fréquence $x = -V_{exp}/b = -10 < -3$, il est vu “dans les ailes” pour un atome de la coquille, et le spectre émergent bascule du côté rouge de la raie. En revanche, pour $b = 150 \text{ km s}^{-1}$, $x = -V_{exp}/b \sim -1.3 > -3$, le photon est vu “dans le cœur” de la raie pour un atome de la coquille –c’est le même cas de figure, la même redistribution en fréquences, qu’un photon arrivant dans une coquille avec $V_{exp} = 20 \text{ km s}^{-1}$ et $b = 20 \text{ km s}^{-1}$ –, il est donc ré-émis sur un large domaine de fréquences, avec une probabilité non nulle d’être ré-émis avec une fréquence “bleue”, d’où

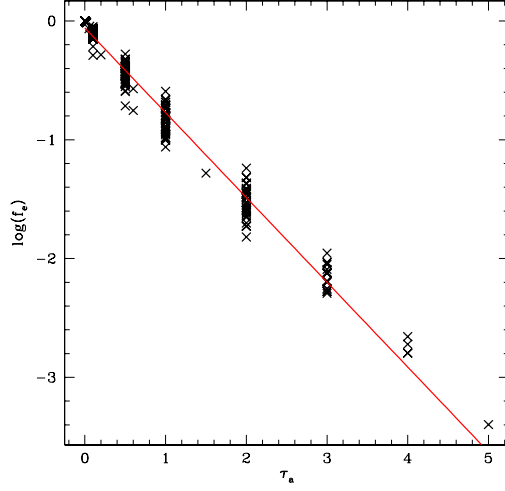


FIG. 7.7 – Influence de la profondeur optique d’absorption τ_a sur la fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$ pour la grille de modèles.

l’apparition du pic bleu dans le profil émergent de la coquille. Le décalage en vitesse acquis en une seule diffusion peut être très grand ($V_{obs} = -x \times b$), c’est pourquoi le pic rouge est de plus en plus rouge quand b augmente. Le décalage est tel que les photons s’échappent de la coquille en diffusant moins –soit plus facilement– que pour des petits b , comme illustré sur le graphe de gauche de la Fig. 7.6.

7.3 Corrélations entre mesures spectrales et paramètres physiques

Dans cette partie, nous établissons des corrélations entre des mesures spectrales (et la fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$) réalisées sur nos modèles et les valeurs des différents paramètres physiques de la coquille, dans le but d’ébaucher une technique d’ajustement des spectres observés par nos modèles, pour pouvoir sélectionner rapidement parmi la grille de modèles ceux qui vont éventuellement correspondre au spectre que l’on souhaite reproduire. Les figures et les résultats présentés dans cette partie sont préliminaires, une étude rigoureuse sera réalisée par la suite, sur la grille étendue.

7.3.1 La fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$

Pour chacune des coquilles de la grille, nous avons estimé la fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$. Les résultats sont présentés sur la Fig. 7.7 : comme pour les modèles reproduisant les spectres du FORS Deep Field (voir ci-dessus Verhamme et al., 2008), l’ensemble de la grille montre la même corrélation en fonction de la quantité de poussière dans la coquille. Le paramètre déterminant principalement la fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$ dans un milieu diffusif

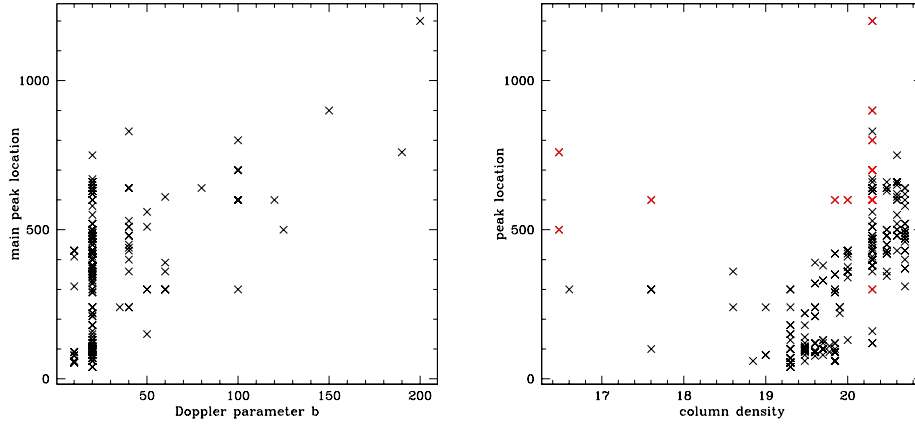


FIG. 7.8 – Influence du paramètre Doppler b et de la densité de colonne sur l’emplacement du pic principal des spectres de la grille de modèles.

homogène est donc la profondeur optique d’absorption de la poussière. La dispersion engendrée par les variations des autres paramètres (N_{H} , V_{exp} , b) est finalement faible. Dans le cas général, la géométrie du gaz joue également un rôle important (Neufeld, 1991; Hansen and Oh, 2006).

7.3.2 La position du pic principal

Pour tous les modèles, nous avons mesuré l’abscisse du pic principal. Elle est donnée en km s^{-1} par rapport au point d’abscisse $V_{\text{obs}} = 0 \text{ km s}^{-1}$. D’après la discussion sur l’allure des spectres en fonction des différents paramètres de la coquille, on s’attend à trouver une corrélation en fonction de N_{H} et de b . Les résultats sont présentés sur la Fig. 7.8 : il semble y avoir une valeur minimale de la position du pic (repérée en km s^{-1} par rapport à l’abscisse $V_{\text{obs}} = 0$) en fonction de b , et une valeur maximale en fonction de N_{H} . Comme discuté ci-dessus, lorsque b augmente, le pic est décalé vers le rouge. Ainsi, quelques soient les valeurs des autres paramètres, il semble que le pic ne peut pas être trop proche du centre de la raie pour un b donné. A l’inverse, il semble y avoir une valeur maximale de la densité de colonne pour une position donnée du pic, quelques soient les autres paramètres de la coquille.

7.3.3 L’extension de la raie

L’extension de la raie est une mesure de l’abscisse où la raie se termine, repérée par rapport à $V_{\text{obs}} = 0$. Il est intéressant de noter que les mêmes corrélations existent entre N_{H} , b et l’extension de la raie qu’entre N_{H} , b et la position du pic principal.

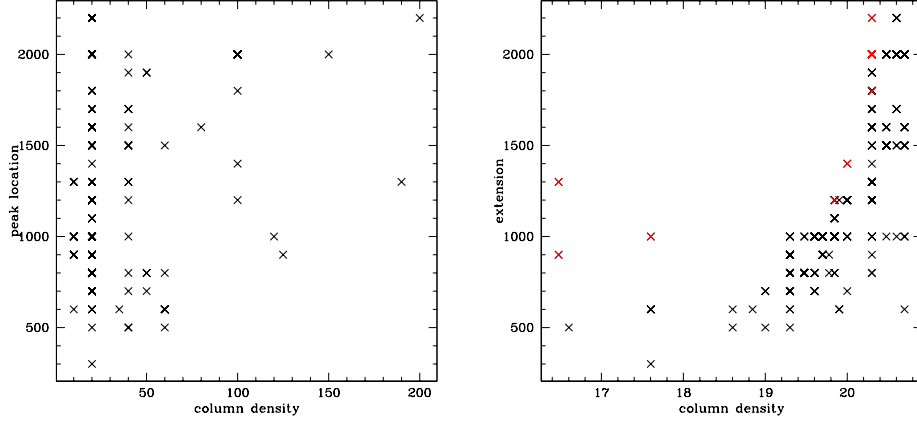


FIG. 7.9 – Influence du paramètre Doppler b et de la densité de colonne sur l’extension des raies de la grille de modèles.

La Fig 7.10 montre la répartition des valeurs de l’extension de la raie en fonction de la position du pic. Il y a un domaine qui ne contient pas de points, comme attendu : l’abscisse du pic ne peut pas être plus grande que l’extension de la raie. Sinon, tous les autres cas semblent possibles : pour un pic très proche du centre de la raie par exemple, l’extension peut aller de quelques centaines de km s^{-1} à presque 2000 km s^{-1} . Il ne semble pas y avoir de corrélation entre ces deux paramètres.

7.3.4 L’écartement entre les pics

Sur la Fig 7.11, une corrélation semble se dessiner entre l’écartement des pics et la vitesse d’expansion de la coquille. En effet, pour des densités de colonnes suffisamment élevées ($N_{\text{H}} > 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), et des vitesses d’expansion suffisamment élevées ($V_{\text{exp}} > 200 \text{ km s}^{-1}$), les multi-pics sont constitués des photons retro-diffusé, donc leur fréquence sont des multiples de $2 \times V_{\text{exp}}$. La droite dessinée sur la figure a effectivement un coefficient directeur égal à 2.

7.4 Conclusions

En résumé, l’étude du spectre émergent d’une coquille sphérique en expansion autour d’un starburst central est un problème “multi-paramètres” : aucun des paramètres physique qui décrivent la coquille n’est dominant, et leurs effets, tous différents, s’additionnent. On peut néanmoins distinguer les différentes contributions. C’est la quantité de poussières dans la coquille qui détermine la fraction d’échappement $\text{Ly}\alpha$, même si la variation des autres paramètres peut induire une dispersion de $\pm 30\%$ autour de la valeur donnée par l’équation $fe = \exp(-0.71\tau_a)$. L’emplacement du pic principal ainsi

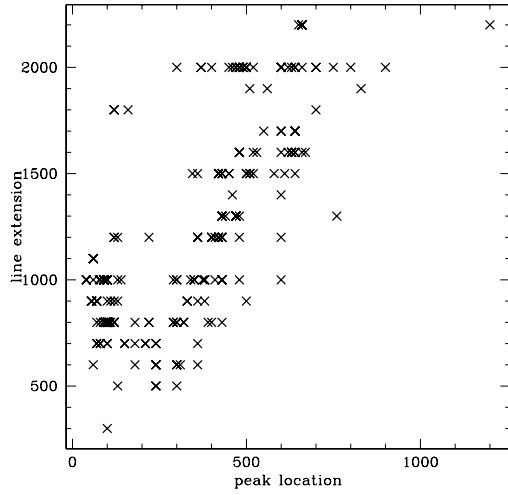


FIG. 7.10 – Corrélation entre la position du pic principal et l'extension de la raie, pour tous les modèles de la grille.

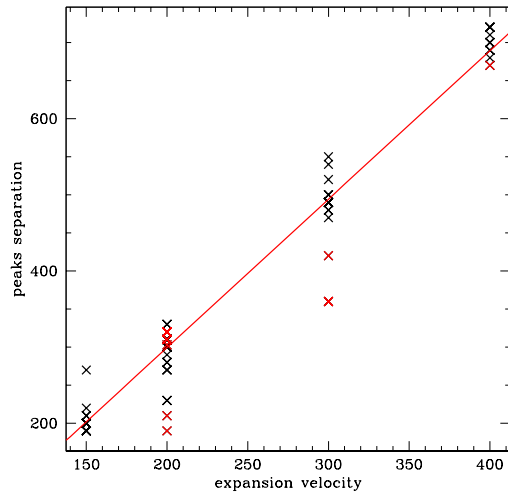


FIG. 7.11 – Influence de la vitesse d'expansion V_{exp} sur l'écartement entre les pics, pour les modèles présentant plusieurs pics dans l'aile rouge de la raie.

que l’extension de la raie sont contraints par la densité de colonne ET le paramètre Doppler b . Lorsqu’il y a plusieurs pics du côté rouge de la raie, l’écartement entre les pics est corrélé à la vitesse d’expansion de la coquille, par l’équation $E = 2V_{\text{exp}} - 90$ [km s⁻¹].

La confrontation de nos modèles aux observations conduit à plusieurs remarques et commentaires. La première concerne la vitesse d’expansion de la coquille. Il est étonnant de constater la faible dispersion des vitesses d’expansion dans les 12 objets que nous avons étudiés : elle varie de 150 à 255 km s⁻¹ pour les spectres asymétriques, et est proche de zéro pour les deux objets (voire 4) qui présentent un double-pic. La proportion de LBGs dont le milieu interstellaire est (quasi-)statique est donc comprise entre 1/6 et 1/3 dans notre échantillon, tandis que celle des LBGs avec un milieu interstellaire en effondrement est nulle. Cet échantillon de LBGs est observé à une résolution spectrale suffisante pour pouvoir exclure l’existence de pics multiples du côté rouge de la raie, et donc exclure des vitesses d’expansions supérieures à 250 km s⁻¹. Ce résultat permet de contraindre les modèles de feedback à l’échelle galactique du genre Ferrara and Ricotti (2006).

Une deuxième remarque concerne la quantité de poussières déterminée dans les observations par nos ajustements du spectre Ly α . D’abord, c’est la première fois que cette partie du spectre est utilisée pour contraindre l’extinction du milieu interstellaire d’une galaxie, et les résultats obtenus sont comparables aux valeurs obtenues par les méthodes traditionnelles (Verhamme et al., 2008). Ensuite, à une exception près (la galaxies FDF-4691, qui semble quasiment sans poussières), tous nos objets ont des rapports gaz/poussière de l’ordre du rapport Galactique, voire plus élevés. Pour des galaxies primordiales, à $z \sim 3$, c’est un résultat surprenant qui montre que l’enrichissement du milieu interstellaire de ces galaxies est déjà avancé.

Il n’y a pas grand chose à dire sur l’intervalle de valeurs que prend la densité de colonne dans les 12 objets modélisés, si ce n’est la corrélation que l’on voit entre la largeur équivalente Ly α observée et N_{H} : les forts émetteurs Ly α de notre échantillon ($EW > 100\text{\AA}$) sont modélisés avec des coquilles très minces ($N_{\text{H}} \sim 10^{19}\text{cm}^{-2}$), tandis qu’à l’autre extrême, la galaxie cB58 avec son spectre en absorption ne peut être reproduite qu’avec une coquille très épaisse ($N_{\text{H}} > 7 \times 10^{20}$), dont la densité de colonne est estimée par ajustement d’un profil de Voigt au spectre observé (Pettini et al., 2002). Ce point est discuté en détails dans Verhamme et al. (2008).

Enfin, le délicat problème du paramètre b . Il nous semble que les 11 objets du FORS Deep Field ne peuvent être modélisés avec des valeurs de b supérieures à 20-40 km s⁻¹. En effet, les pics d’émission sont particulièrement étroits, notamment pour les forts émetteurs Ly α de notre échantillon, et des plus grandes valeurs de b ne peuvent les reproduire, à moins d’envisager des densités de colonne très faibles ($N_{\text{H}} < 10^{18}\text{cm}^{-2}$). Ils sont également assez proches du centre de la raie, pas très décalés vers le rouge, or l’effet d’un grand b est de décaler le pic vers le rouge. Enfin, les spectres ne présentent

pas de contre-partie bleue, qu'on ne peut empêcher d'apparaître pour des grandes valeurs de b . Cependant, cette partie du spectre peut être altérée par le milieu intergalactique le long de la ligne de visée. Un autre argument en faveur d'une valeur de b plus élevée est la valeur déterminée par l'ajustement des raies d'absorption interstellaires dans cB58, qui est entre 3 et 4 fois plus élevée ($b = 70 \text{ km s}^{-1}$). En conclusion, un échantillon plus important de galaxies est nécessaire, pour pouvoir trancher sur la valeur moyenne du paramètre b dans les LBGs à $z = 3$.

Bibliographie

- Ferrara, A. and Ricotti, M. : 2006, *MNRAS* **373**, 571
- Hansen, M. and Oh, S. P. : 2006, *MNRAS* **367**, 979
- Harrington, J. P. : 1973, *MNRAS* **162**, 43
- Neufeld, D. A. : 1991, *ApJL* **370**, L85
- Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Hunt, M. P., and Shapley, A. E. : 2002, *ApJ* **569**, 742
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., and Adelberger, K. L. : 2003, *ApJ* **588**, 65
- Tapken, C., Appenzeller, I., Noll, S., Richling, S., Heidt, J., Meinköhn, E., and Mehlert, D. : 2007, *A&A* **467**, 63
- Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., and Tapken, C. : 2008, *A&A* accepted
- Verhamme, A., Schaerer, D., and Maselli, A. : 2006, *A&A* **460**, 397

Quatrième partie

Conclusion

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

8.1 Résultats

8.1.1 Notre code MCLya

Nous avons construit un code 3D de transfert radiatif Ly α généraliste, avec l'objectif de pouvoir l'appliquer à diverses situations astrophysiques : MCLya. Il inclut un traitement légèrement simplifié, mais cohérent, de l'interaction avec l'hydrogène, et l'interaction avec les poussières interstellaires. Il est efficace (aucune restriction dans la gamme de profondeurs optiques, la géométrie...), rapide car parallélisé, et du fait de la technique numérique choisie, Monte Carlo, il est facile de prendre en compte de nouvelles interactions (Deutérium, destruction dans le continuum 2-photons, H₂...) ou de modifier les interactions existantes, afin de tenir compte, si besoin, d'effets fins pour l'instant négligés (séparation des sous-niveaux 2P, effet de recul, redistribution angulaire rigoureuse...). MCLya permet de construire des spectres –intégrés ou spatialement résolus– et des images –monochromatiques ou pas– le long d'une ligne de visée arbitraire. MCLya a été testé rigoureusement, ses résultats comparés avec les solutions analytiques dans les configurations géométriques où elles existent (slab, sphère), ou bien avec les résultats de codes similaires (disque, coquille).

8.1.2 La modélisation de LBGs à $z \sim 3$

Nous avons utilisé MCLya pour modéliser le spectre Ly α émergent de galaxies Lyman Break à redshift $z \sim 3$. Notre échantillon a été sélectionné pour sa relativement bonne résolution spectrale ($R=2000$) à ce redshift, nécessaire pour contraindre l'allure des spectres, et discriminer entre les différents modèles. Nous avons fait l'hypothèse que toutes ces galaxies sont bien représentées par le modèle suivant : un starburst central entouré d'une coquille de gaz neutre et de poussières en expansion. Ce modèle est motivé par l'observation systématique d'un courant de matière en expansion autour des

LBGs, ainsi que par l'allure des spectres Ly α de ces objects, allant d'une forte raie d'émission asymétrique, à une absorption profonde. Les principaux résultats de nos ajustements sont résumés ci-dessous.

1/ Tous les spectres observés sont reproduits par le modèle : le transfert radiatif des photons Ly α , émis par le starburst central, à travers la coquille en expansion, reproduit la variété des profils de raie, allant de l'absorption à la plus forte émission, en fonction des conditions physiques supposées dans la coquille.

2/ Pour la première fois, des contraintes sur le milieu interstellaire et l'histoire de formation stellaire de ces galaxies sont obtenues à partir de la raie Ly α , et sont en accord avec les autres estimations : la densité de colonne, la quantité de poussières, la cinématique du gaz et la dispersion des vitesses sont contraintes par notre modèle, ainsi que la force intrinsèque de la raie Ly α du starburst central.

3/ En particulier, nous avons montré que la galaxie cB58, malgré le spectre Ly α observé en absorption, avait une émission Ly α intrinsèque forte ($EW > 40\text{\AA}$), ce qui est cohérent avec l'histoire de formation stellaire déduite de la modélisation du spectre continu UV de cette galaxie, favorisant un taux de formation stellaire constant, et donc une forte émission Ly α intrinsèque. C'est la grande densité de colonne de la coquille, et un rapport poussières/gaz relativement élevé (~ 2 fois la valeur Galactique), qui créent un profil Ly α en absorption.

4/ Les galaxies du FORS Deep Field, ayant toutes un profil Ly α en émission, ont les caractéristiques générales suivantes, d'après nos fits : $b < 50 \text{ km s}^{-1}$ pour tous les objects, du fait de l'étroitesse des pics, $V_{\text{exp}} \sim 150 - 200 \text{ km s}^{-1}$ pour tous les objects présentant un spectre asymétrique, et $V_{\text{exp}} < 25 \text{ km s}^{-1}$ pour les 2 (voire 4) objects présentant un spectre double-pics ; les densités de colonne varient d'un ordre de grandeur entre les très fortes émissions ($EW > 100 \text{\AA}$ et $N_{\text{H}} \sim \text{qq } 10^{19} \text{cm}^{-2}$) et les faibles émissions Ly α ($EW < 20 \text{\AA}$ et $N_{\text{H}} > 10^{20} \text{cm}^{-2}$) ; la quantité de poussières est au moins de l'ordre de grandeur de la valeur galactique, ce qui est surprenant pour des galaxies à $z \sim 3$ à moins que le gaz neutre constituant la coquille soit particulièrement enrichi, et qu'il existe ailleurs dans la galaxie des réservoirs de gaz plus primordial ; enfin, la largeur équivalente intrinsèque est compatible avec une histoire de formation stellaire constante pour tous les objects, c'est-à-dire que les valeurs dérivées ne sont jamais extrêmement fortes, signature d'un burst jeune à (très) faible métallicité, ni très faibles, signatures d'un burst qui s'éteint.

5/ La fraction d'échappement Ly α de ces galaxies dépend principalement de l'extinction, et une formule est proposée pour déterminer l'extinction à partir de la mesure de la largeur équivalente de la raie, à condition de supposer une valeur de la largeur équivalente intrinsèque.

6/ Nous proposons une explication pour l'anti-corrélation observée entre la largeur équivalente Ly α et la magnitude UV des galaxies, jusqu'alors in-

expliquée : plus une galaxie est brillante dans l’UV, plus son spectre $\text{Ly}\alpha$ est faible (cb58), et inversement (les LAEs), ce que nous expliquons par des effets de transfert radiatif dans des galaxies plus ou moins massives, en faisant l’hypothèse qu’au premier ordre, la magnitude UV d’une galaxie est corrélée à sa masse.

Dans la prolongation du dernier point, nous proposons un scénario unifié pour les deux populations de galaxies à grand redshift, Lyman Break Galaxies (LBGs) et $\text{Ly}\alpha$ Emitters (LAEs) : les LAEs plus brillants qu’une certaine magnitude limite dans le continu sont des LBGs à forte émission.

8.2 Projets futurs

8.2.1 Amélioration du code

D’abord, nous allons inclure dans le code différents points de physique pour traiter l’interaction avec l’hydrogène rigoureusement :

- la séparation des sous-niveaux 2P dans le calcul du profil d’absorption et de la profondeur optique,
- l’effet de recul de l’atome qui absorbe un photon $\text{Ly}\alpha$, qui induit une (faible) perte de cohérence de la diffusion dans le référentiel atomique,
- la redistribution angulaire différente dans le cœur et dans les ailes de la raie, afin de suivre la polarisation des photons $\text{Ly}\alpha$,

tout en gardant la possibilité de choisir de tenir compte ou pas de ces différents effets, suivant l’application du code envisagée.

Ensuite, nous allons prendre en compte d’autres interactions possibles des photons $\text{Ly}\alpha$ avec leur environnement, et leur probabilité d’occurrence :

- la diffusion des photons $\text{Ly}\alpha$ par le Deutérium
- la perte de photons $\text{Ly}\alpha$ par collisions et transfert de l’électron sur le niveau 2S, suivie par l’émission deux-photons.
- l’absorption de photons $\text{Ly}\alpha$ dans les bandes moléculaires du dihydrogène.

En plus des différents points de physique que nous allons inclure dans le code, il serait intéressant d’en modifier la structure, afin qu’il tourne sur une grille utilisant la méthode AMR (Adaptive Mesh Refinement), c’est à dire dont la taille et le nombre de cases s’adapte aux variations de densités dans le volume de simulation. En effet, cela permettrait d’augmenter la précision avec laquelle sont décrites les conditions initiales, et d’utiliser le plus efficacement possible la mémoire de l’ordinateur, en ne mémorisant pas beaucoup de cases vides. Cependant, cette amélioration serait plus qualitative que quantitative. Le temps de calcul se sera certainement pas tellement modifié dans ce cas, car il n’y a pas de problème de résolution dans le suivi des diffusions multiples d’un photon $\text{Ly}\alpha$: ils traversent les vides rapidement, et les multiples diffusions dans une zone très optiquement épaisse sont déjà suivies avec la meilleure résolution possible, c’est-à-dire de façon continue.

De nombreuses simulations hydrodynamiques utilisent des grilles AMR. Si nous voulons faire tourner notre code en prenant comme conditions initiales les résultats de ces simulations, il faudra faire cette amélioration.

8.2.2 Projets scientifiques

dans la continuité

Pour terminer parfaitement le travail sur la modélisation des LBGs à $z \sim 3$, il reste quelques étapes à réaliser :

- d’abord, il faut compléter la grille de modèles, notamment faire tourner plus de modèles avec de grandes valeurs de b ,
- ensuite, il faut estimer *quantitativement* la qualité des fits en écrivant une procédure d’ajustement systématique, avec des mesures de χ^2 ,
- un autre test à faire, pour estimer la dégénérescence éventuelle des fits, serait de réaliser un fit à l’aveugle : l’un de nos collaborateurs construit le spectre émergent d’une coquille avec un ensemble de paramètres donnés, le dégrade à la résolution de son choix, et l’autre utilise la procédure automatisée de fit pour retrouver les paramètres du modèle.
- Il ne restera alors plus qu’à écrire un article décrivant les différentes améliorations réalisées, la procédure de fit automatique, les tests à l’aveugle,
- et à mettre à la disposition de la communauté un outil complet permettant l’ajustement automatique de spectres Ly α de LBGs/LAEs par des modèles de coquilles sphériques en expansion autour d’un starburst central.

A plus long terme

La prochaine application que nous envisageons n’est pas fondamentalement différente de la première, elle est même plutôt complémentaire : après avoir reproduit avec succès les spectres observés d’un échantillon de LBGs à $z \sim 3$, nous envisageons de calculer le transfert radiatif des photons Ly α à travers des LBGs/LAEs *simulées*, afin de réaliser des modèles plus réalistes qu’une simple coquille sphérique, homogène, isotrope, et en expansion à la même vitesse en tout point. Le but de ce travail est d’utiliser MCLya pour prédire la fraction d’échappement Ly α de galaxies en formation dans les simulations cosmologiques (N-body + hydrodynamiques) les plus récentes, comme celles réalisées dans le cadre du projet Horizon (c.f. <http://www.projet-horizon.fr/>) par nos collaborateurs potentiels, Adrienne Slyz et Julien Devriendt, à Oxford. Ces prédictions seraient comparées aux dernières données observationnelles de LBGs/LAEs, en focalisant notre attention sur notre capacité à reproduire l’évolution de la fonction de luminosité avec le redshift. Nous pourrions ensuite prédire le nombre de détections des futurs instruments comme MUSE ou JWST.

A une autre échelle, nous sommes intéressés par le transfert radiatif des tout premiers photons $\text{Ly}\alpha$ de l'Univers, lors de la recombinaison cosmologique. Si le spectre de ces photons n'est pas observable depuis la Terre, puisqu'il est noyé dans le fond diffus infra-rouge, leur effet n'est pas négligeable sur les photons du fond diffus cosmologique. Le calcul des distorsions du CMB, et donc la valeur des paramètres cosmologiques, dépendent peut-être du transfert radiatif de ces premiers photons $\text{Ly}\alpha$. Nous souhaitons prendre contact avec les experts de ce domaine de recherche, et éventuellement participer au calcul rigoureux du spectre $\text{Ly}\alpha$ primordial.

De nombreuses autres applications peuvent être envisagées grâce à ce code. Voici une liste des projets dans lesquels nous sommes impliqués, ou que nous comptons entreprendre.

En complément du travail sur les LBGs à grand redshift, une modélisation des starbursts locaux à l'aide de MCLya est entreprise par Hakim Atek et Daniel Kunth, en collaboration avec notre équipe.

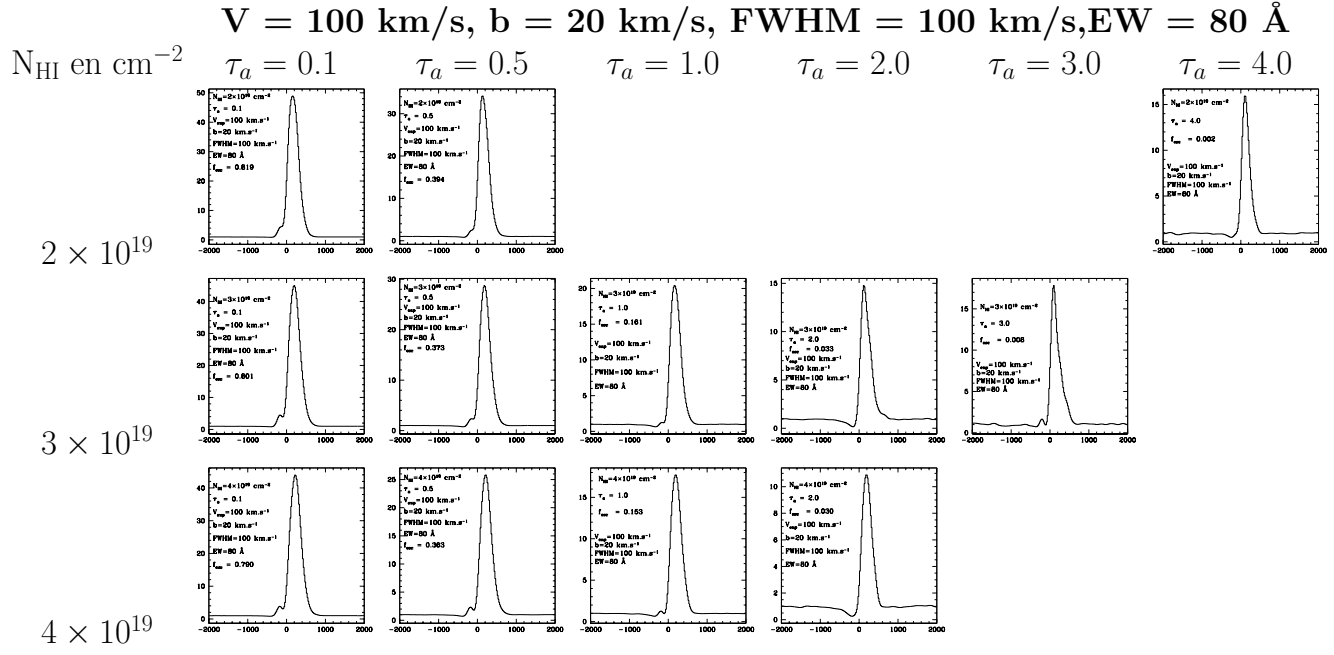
Les prochaines observations que nous voulons modéliser sont des LBGs à $z \sim 5$ à 7 , afin de déterminer si les vents galactiques sont toujours omniprésents à ces redshifts, et si l'opacité du milieu intergalactique doit être prise en compte.

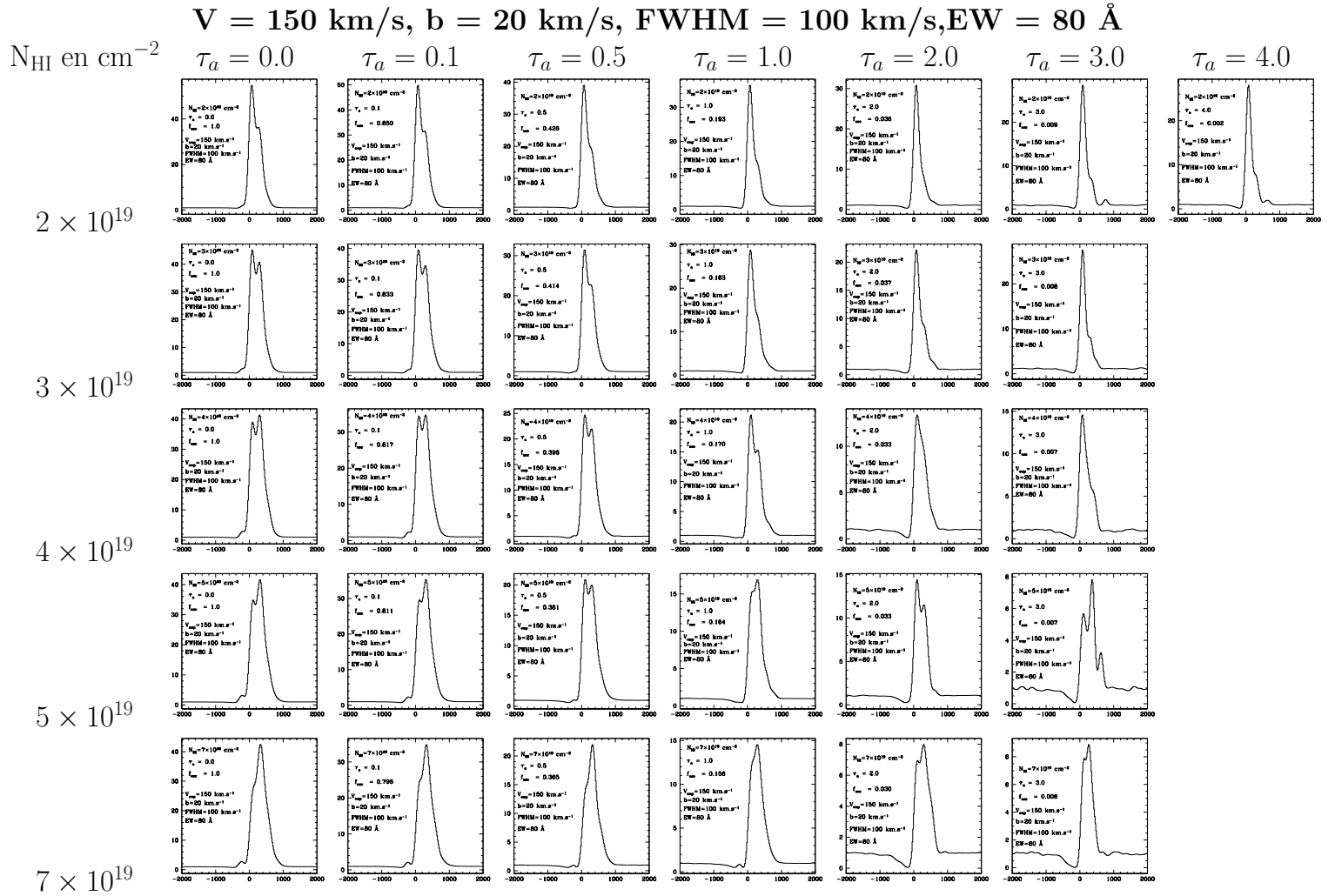
Nous souhaitons également modéliser des objets amplifiés par effet de lentille gravitationnelle, comme la LBG à $z \sim 5$ observée par Swinbank et al. (2007), ou bien celle à $z \sim 3.7$ de Cabanac et al. (2008) car elles ont la particularité d'être résolues spatialement.

Finalement, MCLya peut peut-être aider à percer le mystère de la nature des $\text{Ly}\alpha$ -blobs ?

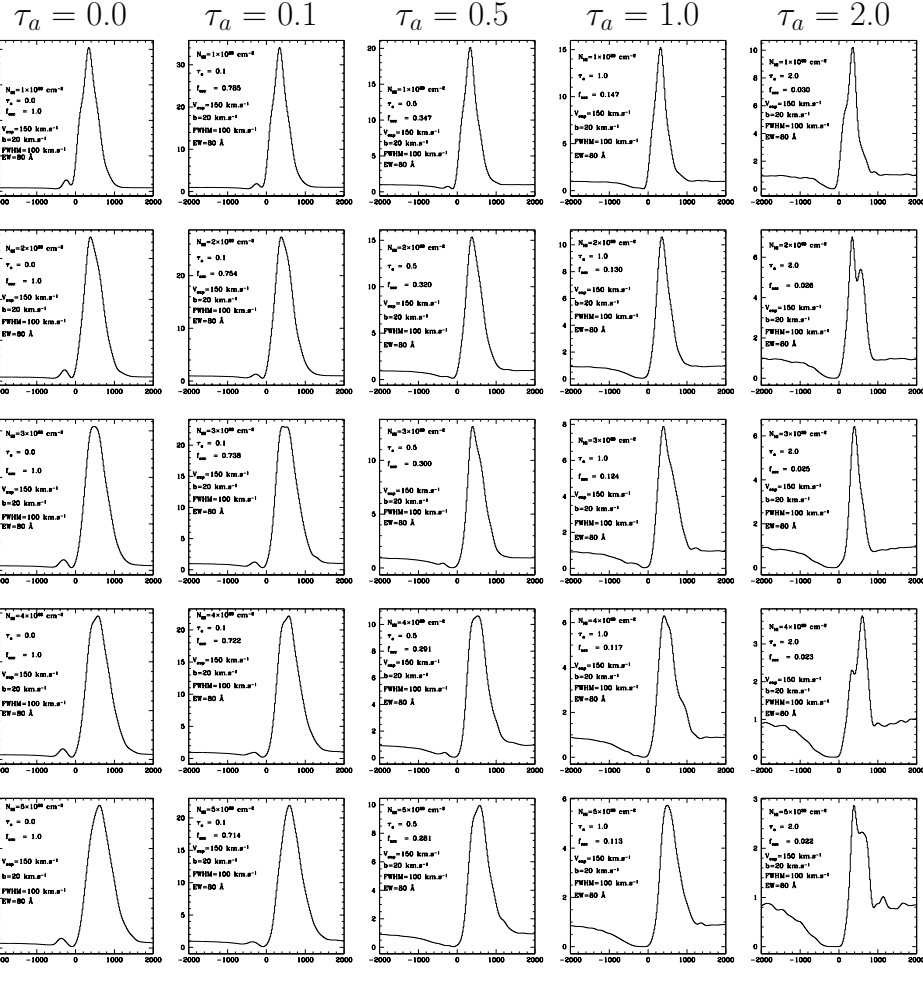
Annexe A

La grille de modèles



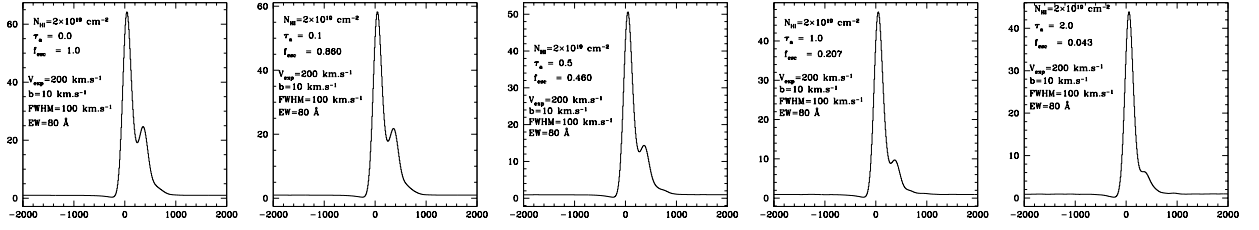


N_{HI} en cm^{-2}

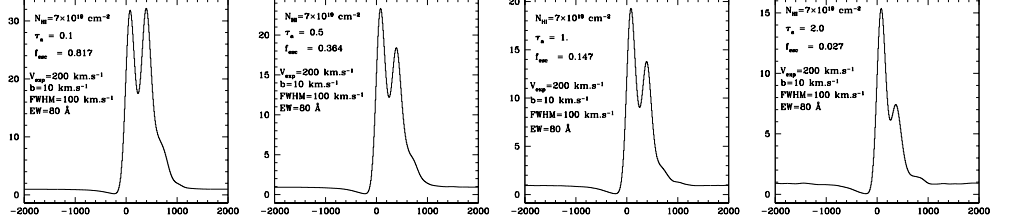


$V = 200 \text{ km/s}$, $b = 10 \text{ km/s}$, $\text{FWHM} = 100 \text{ km/s}$, $\text{EW} = 80 \text{ \AA}$
 $N_{\text{HI}} \text{ en cm}^{-2}$ $\tau_a = 0.0$ $\tau_a = 0.1$ $\tau_a = 0.5$ $\tau_a = 1.0$ $\tau_a = 2.0$

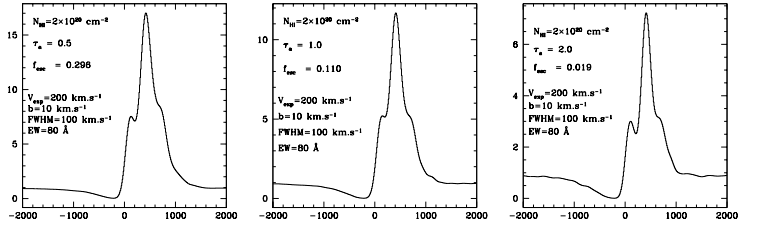
2×10^{19}

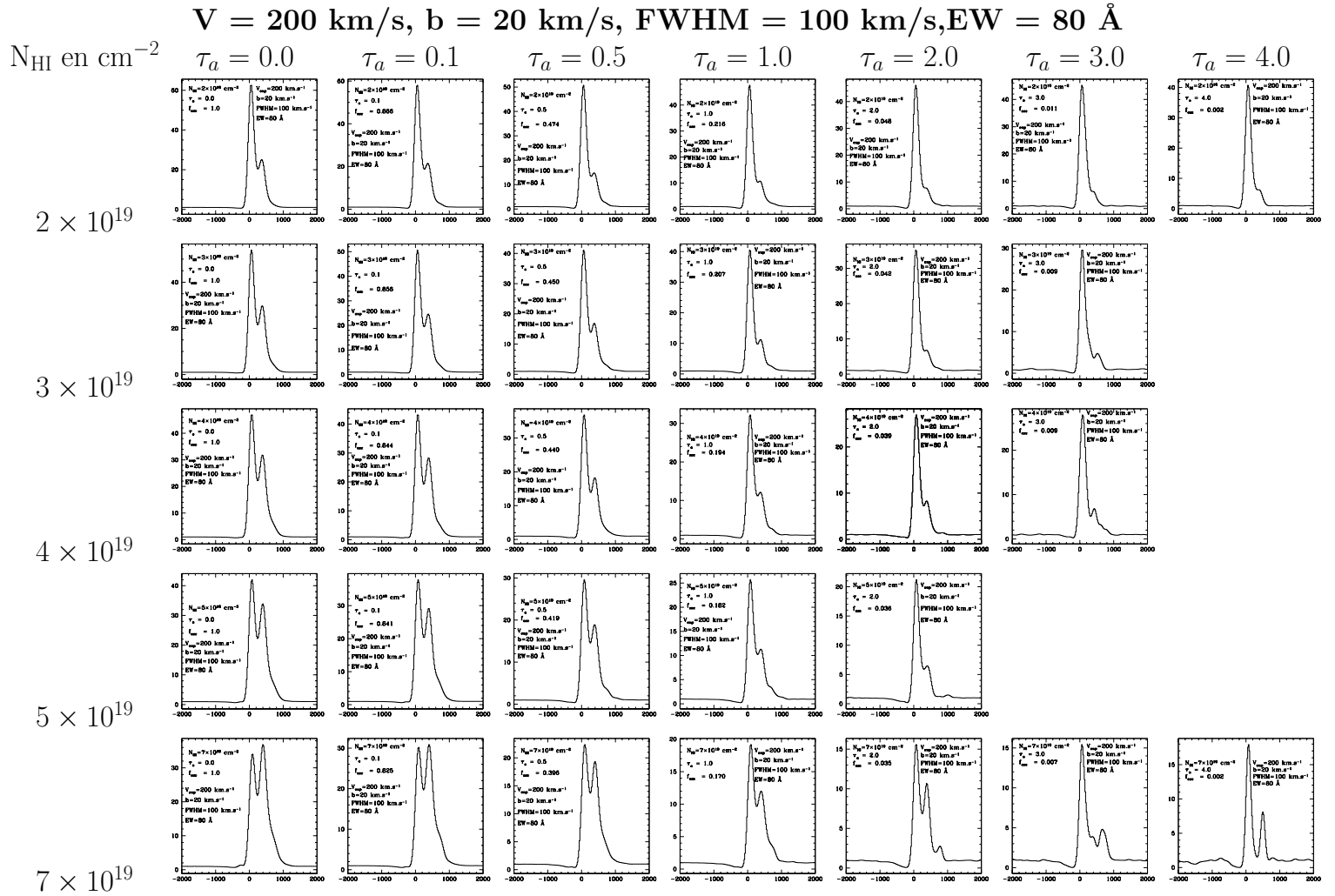


7×10^{19}

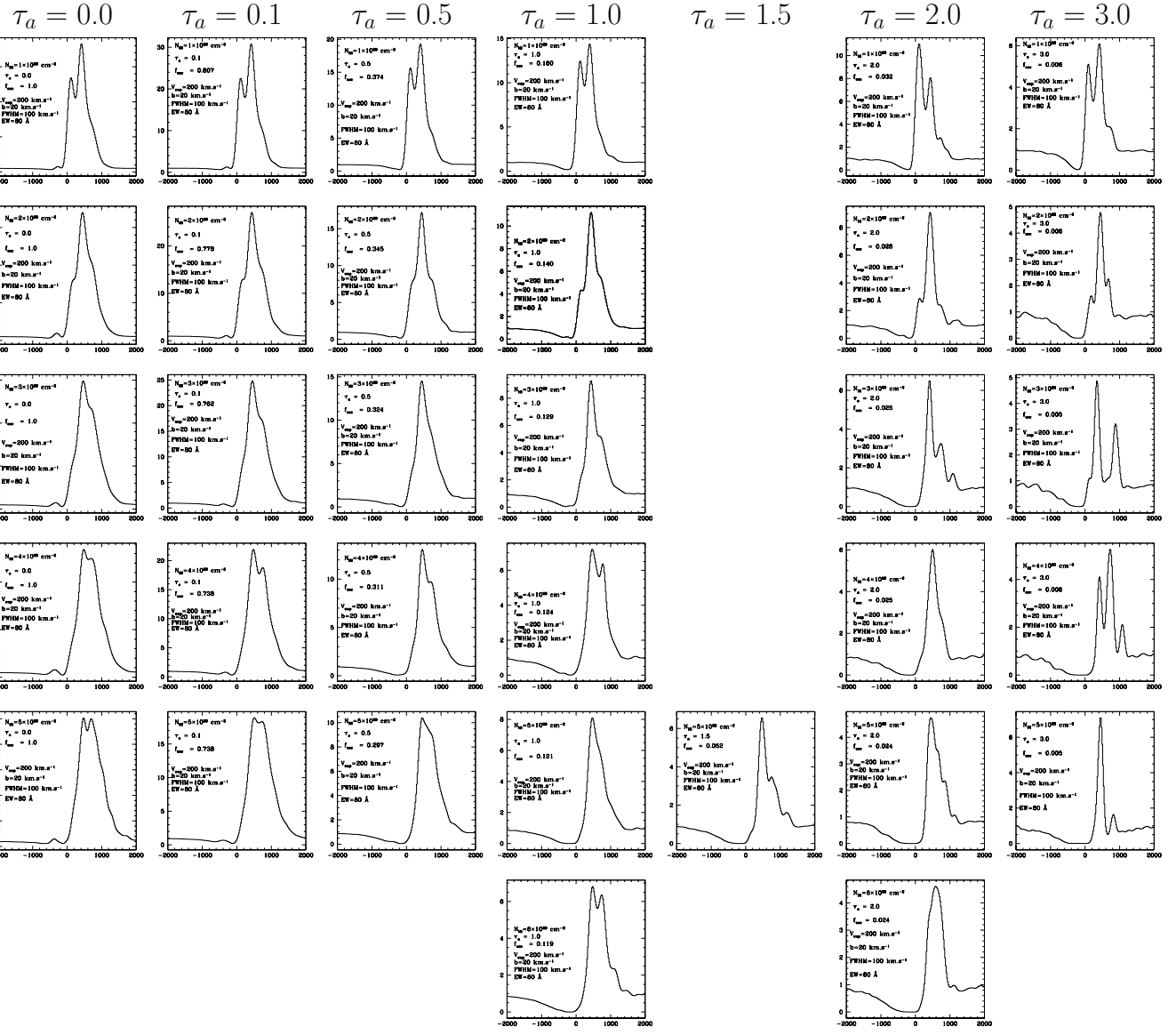


2×10^{20}



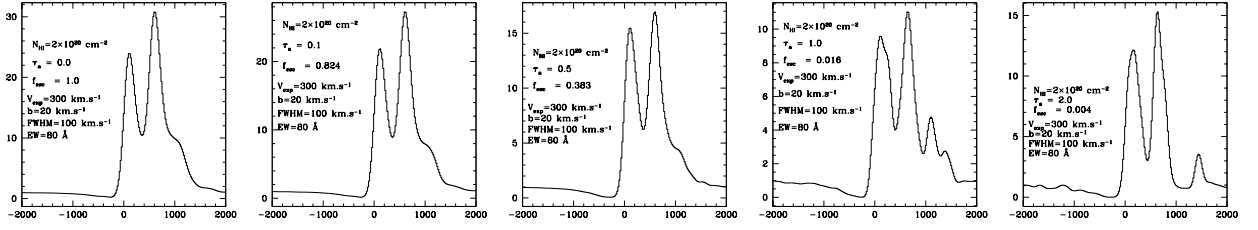


N_{HI} en cm^{-2}

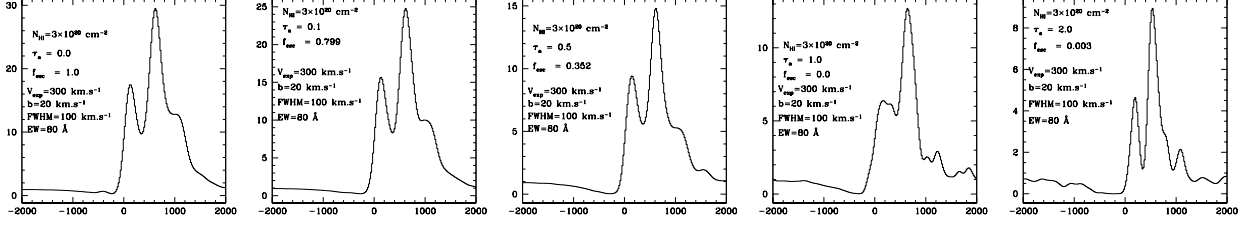


$V = 300 \text{ km/s}, b = 20 \text{ km/s}, \text{FWHM} = 100 \text{ km/s}, \text{EW} = 80 \text{ \AA}$
 $N_{\text{HI}} \text{ en cm}^{-2}$ $\tau_a = 0.0$ $\tau_a = 0.1$ $\tau_a = 0.5$ $\tau_a = 1.0$ $\tau_a = 2.0$

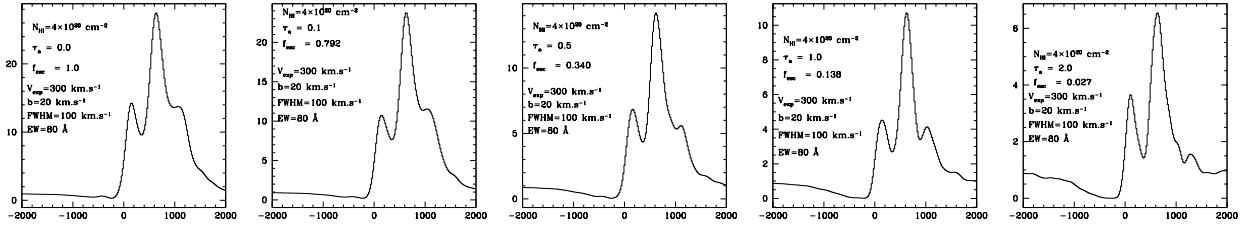
2×10^{20}



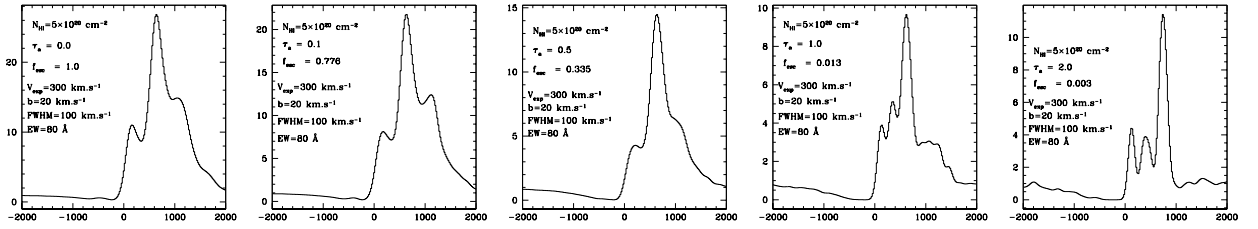
3×10^{20}



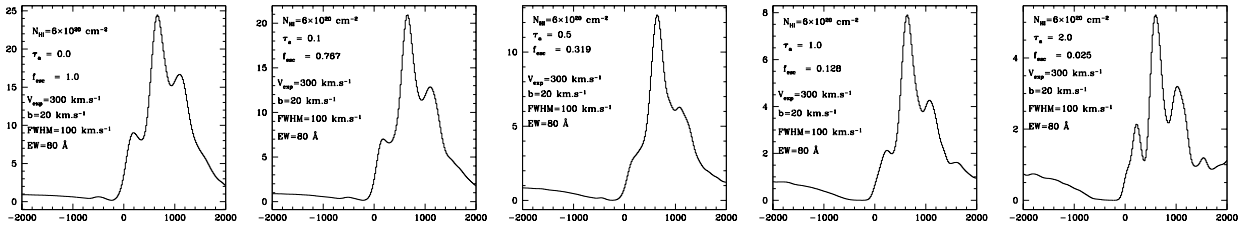
4×10^{20}



5×10^{20}



6×10^{20}



Annexe B

Liste de publications

PUBLICATION LIST

Anne Verhamme (PhD student since dec 2003)

Publications in refereed journals

1. “3D Lyman- α radiation transfer. I. Understanding Lyman- α line profile morphologies”, **Verhamme, A., Schaerer, D., Maselli, A.**, 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 460,397.
2. “3D Lyman- α radiation transfer. II. Fitting the Lyman break galaxy MS 1512-cB58 and implications for Ly α emission in high- z starbursts”, **Schaerer, D., Verhamme, A.**, 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 480,369.
3. “3D Lyman- α radiation transfer. III. Constraints on gas and stellar properties of $z \sim 3$ Lyman break galaxies (LBG) and implications for high- z LBGs and Lyman- α emitters”, **Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., Tapken, C.**, 2008, *Astronomy and Astrophysics*, submitted.
4. “3D Lyman- α radiation transfer. IV. Lyman- α images and spacially resolved spectra of a simulated dwarf galaxy, implications for Lyman- α blobs.”, **Verhamme, A., Schaerer, D., Crain, R.**, 2008, *Astronomy and Astrophysics*, in preparation.
5. “Astrocladistics: a phylogenetic analysis of galaxy evolution I. Character evolutions and galaxy histories.”, **Fraix-Burnet, D., Choler, P., Douzery, E. J. P., Verhamme, A.**, 2006, *Journal of Classification*, arXiv:astro-ph/0602581.
6. “Astrocladistics: a phylogenetic analysis of galaxy evolution II. Formation and diversification of galaxies.”, **Fraix-Burnet, D., Choler, P., Douzery, E. J. P., Verhamme, A.**, 2006, *Journal of Classification*, arXiv:astro-ph/0602580.

Publications in conference proceedings

1. “Ly α line profile modeling of a sample of $z \sim 3$ LBGs from the FORS Deep Field.”, **Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., Tapken, C.**, 2007, talk in the Workshop : “Formation et évolution des galaxies dans la perspective de MUSE”, Lyon, France, 7-9 november 2007.

2. “First Ly α line profile modeling of $z \sim 3$ LBG with a 3D radiation transfer code”, **Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., Tapken, C.**, 2007, talk in the “Lyman- α Workshop”, Paris, France, 15-17 october 2007.
3. “Lyman- α Radiation transfer effects in the univers”, **Verhamme, A., Schaerer, D.**, 2007, review talk in the ”Radiative Transfer Workshop”, Durham, England, 3-7 september 2007.
4. “MCly α : 3D lyman- α radiation transfer code”, **Verhamme, A., Schaerer, D.**, 2007, talk in the “Radiative Transfer Workshop”, Durham, England, 3-7 september 2007.
5. “Ly α line profile modeling of $z \sim 3$ LBG with a 3D radiation transfer code”, **Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., Tapken, C.**, 2006, Poster presented at “At the edge of the Universe”, Sintra, Portugal, 09-13 october 2006.
6. “Modeling $z \sim 3$ Ly α spectra to gain insight into high redshift Ly α emitters”, **Verhamme, A., Schaerer, D.**, 2006, Poster presented at “The universe at $z > 6$ ”, Joint discussion JD07, Prague, Czech Republic, 17-18 august 2006.
7. “First consistent Ly α line profile and UV spectral modeling of $z \sim 3$ Lyman break galaxies with a 3D radiation transfer code ”, **Verhamme, A., Schaerer, D.**, 2006, Poster presented at “Galaxy evolution across the Hubble time”, Symposium S235, Prague, Czech Republic, 14-17 august 2006.

Annexe C

Détail des équations dans MCLya

Ce chapitre détaille les techniques utilisées pour le codage du transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$ dans MCLya, et décrit les équations qui régissent certaines fonctions et sous-routines, comme la fonction “PATH” qui calcule la longueur réelle du trajet du photon dans une case du volume de simulation et les sous-routines qui déterminent la direction, puis la fréquence de ré-émission après interaction avec l’hydrogène.

C.1 La méthode Monte Carlo

C.1.1 Définition

On appelle méthode de Monte-Carlo toute méthode visant à calculer une valeur numérique, et utilisant des procédés aléatoires, c’est-à-dire des techniques probabilistes. Le nom de ces méthodes fait allusion aux jeux de hasard pratiqués à Monte-Carlo (www.techno-science.net).

Au cours de la diffusion d’un photon $\text{Ly}\alpha$ dans le volume de simulation, tous les phénomènes qui suivent des lois de probabilité sont reproduits grâce à cette méthode dans MCLya. Plus précisément, elle est utilisée pour la détermination de :

- la profondeur optique d’interaction $\tau(x)$,
- la nature de l’interaction (diffusion sur un atome d’hydrogène ou sur la poussière),
- la nature de l’interaction avec la poussière (absorption pure ou simple diffusion),
- les composantes du vecteur vitesse $u_{\parallel}$ et $u_{\perp}$ de l’atome d’hydrogène qui absorbe un photon dans le plan caractérisé par les directions incidente et émergente,
- la redistribution en angle après une diffusion.

Les lois de probabilité de ces événements, et la façon dont elles sont reproduites par méthode Monte Carlo, sont détaillées ci-après.

C.1.2 Profondeur optique d'interaction

Loi de probabilité

Lorsqu'un photon $\text{Ly}\alpha$ est émis dans le volume de simulation à une fréquence donnée x et dans une direction donnée (θ, ϕ) , la longueur de son parcours avant la prochaine interception est déterminée par la profondeur optique $\tau(x)$ qu'il rencontre le long du chemin. En effet, la probabilité d'absorption est donnée par : $P(x) = 1 - \exp(-\tau(x))$.

Technique Monte Carlo

Pour reproduire dans notre simulation une distribution des profondeurs optiques qui suit cette loi, nous utilisons la méthode Monte Carlo. Elle consiste en deux étapes :

1. le tirage d'un nombre aléatoire ξ , uniformément réparti sur l'intervalle $[0, 1]$, réalisé grâce à la fonction `ran3`,
2. l'association d'une profondeur optique à ce nombre, suivant la distribution de probabilités décrite ci-dessus : $\xi = 1 - e^{-\tau} \iff \tau = -\ln(1 - \xi)$.

C.1.3 Nature de l'interaction

Pour produire une alternance des interactions avec l'hydrogène et avec la poussière qui corresponde au mieux à la réalité, nous utilisons à nouveau la technique Monte Carlo : nous tirons un autre nombre aléatoire $0 < \xi < 1$ que nous comparons à la probabilité d'interagir avec l'hydrogène $P_H(x)$, décrite dans Verhamme et al. (2006) :

$$P_H(x) = \frac{n_H \sigma_H(x)}{n_H \sigma_H(x) + n_d \sigma_d}$$

où n_H et n_d sont les densités d'hydrogène et de poussière, et $\sigma_H(x)$ et σ_d sont les sections efficaces d'interaction d'un photon $\text{Ly}\alpha$ de fréquence x avec l'hydrogène et la poussière. Si $\xi < P_H(x)$, le photon est absorbé par un atome d'hydrogène, sinon par la poussière.

C.1.4 Nature de l'interaction avec la poussière

Lorsque le photon interagit avec la poussière, il peut être soit diffusé, soit absorbé. La technique Monte Carlo permet de reproduire cet effet, en tirant un nombre aléatoire $0 < \xi < 1$, et en le comparant à la probabilité d'absorption P_a ($= 0.7$, cf. Chapitre 2) : si $\xi < P_a$, le photon est absorbé, sinon il est diffusé.

C.1.5 Redistribution angulaire

La direction de ré-émission, caractérisée par les angles θ et ϕ , est déterminée par méthode Monte-Carlo.

Redistribution isotrope

Comme décrit dans Verhamme et al. (2006), pour reproduire une distribution angulaire isotrope, on tire deux nombres aléatoires ξ_1, ξ_2 , et on détermine les angles θ et ϕ de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\theta &= \cos^{-1}(1 - 2\xi_1) \\ \phi &= 2\pi\xi_2\end{aligned}$$

En effet, l'angle ϕ est uniformément réparti entre 0 et 2π , tandis que l'angle θ n'est pas réparti uniformément sur l'intervalle $[0, \pi]$, mais son cosinus est uniformément réparti entre -1 et 1 .

Redistribution dipolaire

Dans le cas de la redistribution angulaire dipolaire, c'est l'angle α entre la direction incidente et la direction émergente qui suit la loi de probabilité $P(\alpha) = 3/4(1 + \cos^2\alpha)$, et dont la distribution est reproduite par méthode Monte-Carlo :

1. on tire un nombre aléatoire $0 < \xi < 1$,
2. on a préalablement tabulé la fonction $P(\mu) = 3/4 \int_0^\mu (1 + m^2) dm$ pour $0 < \mu < 1$, et on sélectionne μ tel que $P(\mu) = \xi$,
3. on a alors $\alpha = \cos^{-1}\mu$.

C.1.6 Composantes du vecteur vitesse de l'atome d'hydrogène

Lorsque le photon interagit avec l'hydrogène, afin de calculer la direction de ré-émission, il est nécessaire de passer par l'étape intermédiaire suivante : la détermination des composantes du vecteur vitesse thermique de l'atome, $\vec{V}$, dans le plan défini par les directions incidente et émergente du photon. La composante de $\vec{V}$ le long de la direction incidente est notée $u_{\parallel}$, et la composante perpendiculaire à celle-ci, $u_{\perp}$. Pour implémenter ces deux composantes, nous utilisons la même technique que celle de Zheng & Miralda-Escudé (2202) et Dijkstra et al. (2006).

Composante parallèle $u_{\parallel}$

La distribution de probabilités de $u_{\parallel}$ est la suivante :

$$P(u_{\parallel}) = \frac{a}{\pi} H^{-1}(x, a) \int_{-\infty}^{u_{\parallel}} \frac{e^{-u^2}}{(x - u)^2 + a^2} du$$

où x est la fréquence du photon absorbé, dans le référentiel de l'atome, a est le paramètre de Voigt, c'est-à-dire le rapport entre la largeur naturelle et la largeur Doppler de la raie, et $H(x,a)$ est la fonction de Hjerting (cf. Verhamme et al. (2006) pour plus de détails). Elle traduit le fait que des photons à la fréquence x sont plutôt absorbés par des atomes dont la composante de vitesse le long de leur direction de propagation est $u_{\parallel} \sim x$, c'est-à-dire par des atomes pour lesquels ils sont exactement au cœur de la raie. Pour les grands x , il y a de moins en moins d'atomes pour lesquels $u_{\parallel} \sim x$, et les absorptions ont lieu dans les ailes de la raie, par des atomes presque immobiles (cf. discussion sur l'allure des fonctions de redistribution, Chapitre 2).

Pour reproduire cette distribution de probabilités à l'aide de la méthode Monte Carlo, on tire un nombre aléatoire $0 < \xi < 1$, et on procède par itération : on calcule $P(u_{\parallel})$ pour des valeurs de $u_{\parallel}$ croissantes jusqu'à ce que $P(u_{\parallel}) > \xi$. En théorie, le domaine de définition de $u_{\parallel}$ est $[-\infty, \infty]$, mais en pratique, nous avons vérifié que l'intervalle $[-10, 10]$ est suffisant. L'échantillonnage de cet intervalle dépend de la fréquence du photon incident : dans le régime intermédiaire entre les ailes et le cœur, c'est-à-dire pour $2 < |x| < 4$, il est multiplié par un facteur 100. La composante de $\vec{V}$ le long de la direction de propagation est alors la dernière valeur utilisée pour $u_{\parallel}$.

Composante perpendiculaire $u_{\perp}$

La composante perpendiculaire à $u_{\parallel}$ dans le plan $(\vec{k}_i, \vec{k}_f)$ délimité par les directions incidente et émergente, $u_{\perp}$, est implémentée à partir d'une distribution gaussienne centrée en $x = 0$, et de largeur la vitesse thermique V_{th} :

$$P(u_{\perp}) = e^{-u_{\perp}^2} \iff u_{\perp} = \sqrt{-\ln(\xi)}$$

car $u_{\perp}$ est en unités de V_{th} .

C.2 Calcul du suivi d'un photon : la fonction "PATH"

La fonction "PATH" permet de calculer la longueur du chemin parcouru par un photon traversant une case. Pour en illustrer le principe, une description 2D de cette fonction est présentée ici.

Lorsque le photon entre dans une case, on connaît les coordonnées du point d'entrée $E(x_i, y_i)$, la direction de propagation (décrite par un seul angle en 2D, l'angle ϕ , $0 < \phi < 2\pi$), et les cosinus directeurs ($a_0 = \cos\phi$ et $b_0 = \sin\phi$). On cherche les coordonnées du point de sortie $S(x_S, y_S)$, et la distance parcourue dlc .

On définit le point M de coordonnées (x_f, y_f) par :

```
if (a0.lt.0) xf=0.d0
```

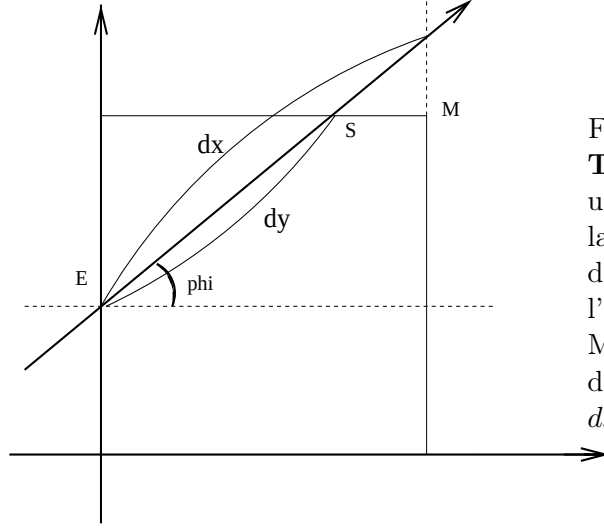


FIG. C.1 – **La fonction “PATH”**. Ce schéma représente une case 2D dans plan de simulation, traversée par un photon dans la direction donnée par l’angle ϕ . Les points $E(x_i, y_i)$, $M(x_f, y_f)$ et $S(x_S, y_S)$ sont indiqués, ainsi que les distances dx et dy .

```
if (a0.gt.0) xf=1.d0
if (b0.lt.0) yf=0.d0
if (b0.gt.0) yf=1.d0
```

puis les distances dx et dy :

$$\begin{aligned} dx &= \frac{x_f - x_i}{a_0} \\ dy &= \frac{y_f - y_i}{b_0} \end{aligned}$$

Sur la Fig C.1, nous avons dessiné un cas où :

$$\begin{aligned} a_0 > 0 &\rightarrow x_f = 1 \\ b_0 > 0 &\rightarrow y_f = 1 \end{aligned}$$

On remarque que :

$$\begin{aligned} a_0 &= \cos\phi = \frac{x_f - x_i}{dx} \\ b_0 &= \sin\phi = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) = \frac{y_f - y_i}{dy} \end{aligned}$$

la longueur du parcours dans la case, dlc , correspond au minimum des longueurs dx et dy : $dlc = \min(dx, dy)$.

La généralisation à 3D est immédiate :

$$\begin{aligned} a_0 &= \sin\theta\cos\phi & dx &= \frac{x_f - x_i}{a_0} \\ b_0 &= \sin\theta\sin\phi & dy &= \frac{y_f - y_i}{b_0} \\ c_0 &= \cos\theta & dz &= \frac{z_f - z_i}{c_0} \end{aligned}$$

La distance parcourue dans la case est $dlc = \min(dx, dy, dz)$

C.3 Implémentation de la redistribution en fréquence

Dans une première version du code, la redistribution en fréquences était implémentée à l'aide de fonctions cumulatives intégrant les fonctions de redistribution en fréquence présentées au Chapitre 2 sur toutes les valeurs de la fréquence d'absorption x . Elles étaient tabulées pour différentes températures, et induisaient un échantillonnage des fréquences de sortie y . Elles n'étaient calculées que dans le cas d'une redistribution angulaire *isotrope*. Pour ces différentes raisons, nous avons ensuite modifié la façon dont la redistribution est implémentée. Dans la version actuelle du code, elle est calculée microscopiquement, comme détaillé ci-dessous.

Lorsqu'un photon Ly α interagit avec un atome d'hydrogène, il faut déterminer la direction puis la fréquence de ré-émission. Pour cela, il faut d'abord calculer la fréquence à laquelle le photon a été absorbé dans le référentiel de la cellule :

$$\nu_{int} = \nu_{ext} \left(1 - \frac{\vec{V}_{macro} \cdot \vec{k}_i}{c} \right),$$

où $\vec{V}_{macro}$ est la vitesse macroscopique de la cellule et $\vec{k}_i$ la direction incidente. En unités Doppler, cette fréquence vaut :

$$x_{int} = \frac{\nu_{int} - \nu_0}{\Delta\nu_D}, \text{ avec } \Delta\nu_D = \frac{V_{th}}{c} \nu_0.$$

Connaissant x_{int} , θ_i et ϕ_i , il reste à déterminer y_{int} , θ_o et ϕ_o .

C.3.1 Redistribution angulaire isotrope

Dans ce cas, θ_o et ϕ_o sont tout simplement générés par méthode Monte Carlo, comme décrit précédemment :

$$\begin{aligned} \theta_o &= \cos^{-1}(1 - 2\xi_1) \\ \phi_o &= 2\pi\xi_2 \end{aligned}$$

On en déduit les coefficients directeurs :

$$\begin{aligned} a_0 &= \sin\theta_o \cos\phi_o \\ b_0 &= \sin\theta_o \sin\phi_o \\ c_0 &= \cos\theta_o \end{aligned}$$

et le produit scalaire de l'angle entre la direction incidente et la direction émergente :

$$\mu = \vec{k}_i \cdot \vec{k}_f = a_{0i} \times a_{0o} + b_{0i} \times b_{0o} + c_{0i} \times c_{0o}$$

C.3.2 Redistribution angulaire dipolaire

Le calcul des angles θ_o et ϕ_o est réalisé en trois étapes :

1. D'abord, on génère le cosinus de l'angle α entre les directions $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$ par méthode Monte Carlo, comme décrit précédemment : $\xi_\mu = 3/4 \int_0^\mu (1+m^2)dm$.
2. Ensuite, on calcule les angles intermédiaires θ_1 et ϕ_1 , caractérisant la direction émergente, mais dans le référentiel particulier où $\vec{k}_i$ est confondu avec l'axe des ordonnées :

$$\begin{aligned}\theta_1 &= \cos^{-1}(\mu) \\ \phi_1 &= 2\pi\xi_{\phi_1}\end{aligned}$$

3. Enfin, on réalise une rotation pour transformer l'axe des ordonnées en $\vec{k}_i$. La direction émergente est $\vec{k}_1$ dans le référentiel où $\vec{k}_i$ est confondu avec l'axe z, et $\vec{k}_f$ dans le référentiel extérieur. On a donc :

$$\begin{aligned}\vec{k}_i &= R_z(\phi)R_y(\theta)\vec{u}_z \\ \vec{k}_f &= R_z(\phi)R_y(\theta)\vec{k}_1\end{aligned}$$

Ce qui donne, pour les coefficients directeurs :

$$\begin{aligned}a_{0o} &= \cos\theta_i\cos\phi_i\sin\theta_1\cos\phi_1 + \sin\theta_i\cos\phi_i\cos\theta_1 - \sin\phi_i\sin\theta_1\sin\phi_1 \\ b_{0o} &= \cos\theta_i\sin\phi_i\sin\theta_1\cos\phi_1 + \sin\theta_i\sin\phi_i\cos\theta_1 + \cos\phi_i\sin\theta_1\sin\phi_1 \\ c_{0o} &= -\sin\theta_i\sin\theta_1\cos\phi_1 + \cos\theta_i\cos\theta_1\end{aligned}$$

C.3.3 Redistribution en fréquence

Maintenant que la direction de ré-émission est connue, il ne reste plus qu'à calculer la fréquence de ré-émission, y_{int} . Pour cela, rappelons les formules de changement de référentiel (eqs 13-7a et 13-7b, Mihalas, 1978). Pour un atome ayant la vitesse thermique $\vec{V}$ absorbant un photon ($\nu, \vec{k}_i$) et émettant un photon ($\nu', \vec{k}_f$), les fréquences correspondantes dans son référentiel propre sont :

$$\begin{aligned}\nu_{int} &= \nu - \nu_0 \frac{\vec{V} \cdot \vec{k}_i}{c} \\ \nu'_{int} &= \nu' - \nu_0 \frac{\vec{V} \cdot \vec{k}_f}{c}\end{aligned}$$

Si on néglige l'effet de recul (ce qui est le cas actuellement dans MCLya), alors $\nu'_{int} = \nu_{int}$:

$$\nu' = \nu - \nu_0 \frac{\vec{V} \cdot \vec{k}_i}{c} + \nu_0 \frac{\vec{V} \cdot \vec{k}_f}{c}$$

soit, en unités Doppler :

$$\begin{aligned}y_{int} &= \frac{\nu' - \nu_0}{\Delta\nu_D} = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} - \frac{\nu_0}{c\Delta\nu_D} \vec{V} \cdot \vec{k}_i + \frac{\nu_0 c}{c\nu_0 V_{th}} \vec{V} \cdot \vec{k}_f \\ &= x_{int} - \frac{\vec{V} \cdot \vec{k}_i}{V_{th}} + \frac{\vec{V} \cdot \vec{k}_f}{V_{th}}\end{aligned}$$

Or $(\vec{V} \cdot \vec{k}_i)/V_{th} = u_{\parallel}$. Pour calculer $(\vec{V} \cdot \vec{k}_f)/V_{th}$, il suffit d'écrire $\vec{V}/V_{th} = \vec{u}_{\parallel} + \vec{u}_{\perp}$. Puisque $\vec{k}_i \cdot \vec{k}_f = \mu$, alors $\vec{u}_{\parallel} \cdot \vec{k}_f = \mu u_{\parallel}$.

$$\begin{aligned}\vec{u}_{\perp} \cdot \vec{k}_f &= u_{\perp} \cos(\vec{u}_{\perp}, \vec{k}_f) \\ &= u_{\perp} \cos((\vec{u}_{\perp}, \vec{k}_i) + (\vec{k}_i, \vec{k}_f)) \\ &= u_{\perp} \cos((\vec{u}_{\perp}, \vec{u}_{\parallel}) + (\vec{u}_{\parallel}, \vec{k}_i) + (\vec{k}_i, \vec{k}_f)) \\ &= u_{\perp} \cos((\vec{k}_i, \vec{k}_f) \pm \frac{\pi}{2}).\end{aligned}$$

En effet, $(\vec{u}_{\perp}, \vec{u}_{\parallel}) = -\pi/2$, et $(\vec{u}_{\parallel}, \vec{k}_i) = 0$ ou π , suivant que les vecteurs $\vec{k}_i$ et $\vec{u}_{\parallel}$ sont colinéaires de même sens ou de sens opposé. Donc finalement :

$$\begin{aligned}\vec{u}_{\perp} \cdot \vec{k}_f &= u_{\perp} \sin(\vec{k}_i, \vec{k}_f) \\ &= \sqrt{1 - \cos^2(\vec{k}_i, \vec{k}_f)} \\ &= \sqrt{1 - \mu^2}\end{aligned}$$

On a finalement, en unités Doppler :

$$y_{int} = x_{int} - u_{\parallel} + \mu u_{\parallel} + \sqrt{1 - \mu^2} u_{\perp}.$$