HAL
open science

Abondances chimiques dans le gaz neutre des régions à flambée de formation d'étoiles

Vianney Lebouteiller

To cite this version:

Vianney Lebouteiller. Abondances chimiques dans le gaz neutre des régions à flambée de formation d'étoiles. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00448226

HAL Id: tel-00448226

https://theses.hal.science/tel-00448226v1

Submitted on 18 Jan 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS 6

THÈSE

présentée
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VI

Spécialité : *Astrophysique et Instrumentations Associées*

par

VIANNEY LEBOUTEILLER

Sujet :

Abondances chimiques dans le gaz neutre des régions à flambée de formation d'étoiles

Soutenue le 29 novembre 2005 devant la Commission d'examen :

M.	Patrick BOISSÉ	Président
M.	Jean-Michel DEHARVENG	Rapporteur
M.	Daniel KUNTH	Directeur
M.	James LEQUEUX	Examinateur
M.	Miguel MAS-HESSE	Rapporteur
Mme.	Grazyna STASIŃSKA	Examinatrice

Résumé

Abondances chimiques dans le gaz neutre des régions à flambée de formation d'étoiles

Le gaz neutre dans les galaxies commence seulement à révéler ses secrets. *FUSE* permet depuis peu de sonder la phase atomique diffuse vers les régions H II extragalactiques, sièges d'une intense formation d'étoiles. La méthode fait appel à l'analyse du profil des raies d'absorption d'espèces métalliques, telles que N I, O I, Si II, P II, Ar I ou encore Fe II, afin de calculer leurs quantités, et d'estimer les abondances des éléments (c'est-à-dire rapportées à la quantité d'hydrogène). Les objets parmi les plus intéressants sont les galaxies bleues compactes. Peu évoluées chimiquement, elles offrent l'opportunité de comprendre l'interaction entre les flambées d'étoiles y prenant place et le milieu interstellaire environnant. Un des enjeux majeurs consiste à éprouver les modèles d'évolution chimique des galaxies en comparant les mesures d'abondances chimiques dans le gaz neutre aux habituelles estimations dans le gaz ionisé de leurs régions H II. Ce travail de thèse comporte une étude de la galaxie bleue compacte IZw36, qui s'inscrit dans l'échantillon grandissant des galaxies dont le gaz neutre a été étudié avec *FUSE*, dont IZw18. Le résultat montre que le gaz neutre a déjà été enrichi en métaux, et n'est donc pas de composition chimique primordiale. D'autre part, les métaux semblent sous-abondants dans la phase neutre par rapport à la phase ionisée. Dans notre démarche pour confirmer ces résultats et approfondir la méthode utilisée, une nouvelle approche a consisté à observer les régions H II géantes dans les galaxies spirales. NGC604, dans M33, est la première région de ce type a être étudiée avec *FUSE*. L'influence de l'étendue de la source sur les profils des raies d'absorption, le continu stellaire, l'ionisation, sont autant de paramètres qu'il a été possible d'analyser. Finalement, il apparaît que l'azote, l'oxygène et l'argon sont déficients dans le gaz neutre de NGC604, tandis que le fer est similaire dans les phases neutre et ionisée. À ce point, plusieurs raisons physiques peuvent être invoquées pour expliquer ces résultats, mais de futurs travaux seront nécessaires, notamment pour étudier l'influence de composantes saturées non résolues.

Mots-clés

Galaxies, milieu interstellaire, abondances chimiques, raies d'absorption, gaz neutre, spectroscopie, ultraviolet, flambée de formation d'étoiles, région HII, métaux, métallicité, galaxies bleues compactes, galaxies naines, poussière, galaxies primordiales, phases gazeuses.

Abstract

Chemical abundances in the neutral gas of star-forming regions

The secrets of the neutral gas in galaxies are being revealed. *FUSE* recently allowed the study of the diffuse atomic phase toward extragalactic H II regions where massive star formation is occurring. In order to determine the quantity of the metallic species (N I, O I, Si II, P II, Ar I, and Fe II) and the element abundances (relatively to hydrogen), the absorption line profiles are fitted. Ideal objects for such a study are the Blue Compact Dwarfs (BCDs). These relatively unevolved objects provide the opportunity to study the interplay between the starburst and the interstellar medium. One of the key goals is to constrain models of galactic chemical evolution, by comparing the abundances derived in the ionized gas of the H II regions with those of the surrounding neutral gas. This thesis work includes the study of the BCD IZw36, which is part of the growing sample of galaxies whose neutral gas has been investigated with *FUSE*. It is shown that the neutral gas has already been enriched in metals, hence its chemical composition is not primordial. Furthermore, metals are underabundant in the neutral gas as compared to the ionized gas. In the process to confirm these findings and improve the method, a new approach has been initiated, with the analysis of giant H II regions in spiral galaxies. NGC604, in M33, is the first object of this kind to be investigated with *FUSE*. Influence of the source extent on the absorption line profiles, stellar continuum, and ionization could be investigated. Finally, it is shown that nitrogen, oxygen, and argon are deficient in the neutral gas while iron is the same in the two gaseous phases. At this point, several physical reasons can be invoked to explain these results. However, the influence of unresolved saturated components is still to be investigated.

Keywords

Galaxies, interstellar medium, chemical abundances, absorption lines, neutral gas, spectroscopy, ultraviolet, starburst, HII region, metals, metallicity, blue compact galaxies, dwarf galaxies ; dust, primeval galaxies, gaseous phases.

Table des matières

Introduction 3

1 Spectroscopie des phases gazeuses du Milieu Interstellaire **5**
1.1 La métallicité du milieu interstellaire 6
1.2 Sites de mesure privilégiés : les régions H II 8
1.3 Présentation de *FUSE* 14

2 Les raies d'absorption interstellaire **19**
2.1 Formation des raies d'absorption 20
2.2 Ajustement des profils des raies 21
2.3 Raies analysables dans le domaine de *FUSE* 27
2.A Profils théoriques des raies d'absorption 30

3 Les galaxies bleues compactes **35**
3.1 Propriétés des galaxies bleues compactes 36
3.2 Etude de la galaxie bleue compacte IZw36 37
3.3 IZw36 parmi les autres galaxies bleues compactes 52
3.4 Interprétation générale 54

4 Approfondissement de la méthode : étude de la région H II NGC604 **61**
4.1 Introduction 63
4.2 Observations de NGC604 64
4.3 Méthode spécifique 66
4.4 Quantité d'hydrogène neutre 71
4.5 Les métaux 81
4.6 Modélisation de la structure d'ionisation 87
4.7 Discussion des abondances 91
4.8 Indices sur des effets de saturation 94

5 Limites de la méthode **95**
5.1 Raies métalliques : problèmes de résolution 96
5.2 H I : composantes individuelles invisibles 106

6 Discussion **107**
6.1 Présence de gaz peu métallique sur les lignes de visée 108
6.2 Phase neutre additionnelle non-turbulente 109
6.3 Enrichissement du gaz ionisé 110
6.4 Photodissociation du H_2 en H I 112

6.5 Mesure de la métallicité biaisée par l'extinction 113

7 Perspectives **115**
7.1 Perspectives sur la méthode 116
7.2 Régions H II géantes dans les galaxies spirales 117
7.3 Lignes de visée individuelles vers les étoiles des Nuages de Magellan . . 117
7.4 Analyse multi-longueurs d'onde du MIS 117
7.5 Modélisation 118

Conclusion **121**

Remerciements **123**

Annexes

A Études *FUSE* de la galaxie bleue compacte IZw18 **125**
A.1 Article publié AA/2004/4565 125

B Spectres *FUSE* de NGC604 **133**
B.1 Description des spectres 133
B.2 Spectres de NGC604 133

C Utilisation du phosphore pour tracer la métallicité du MIS **149**
C.1 Article publié AA/2005/3448 149
C.2 Commentaires et perspectives 159

D L'hydrogène moléculaire **161**
D.1 Introduction 161
D.2 Détections de H_2 dans des cibles extragalactiques proches 162
D.3 Détection de H_2 dans NGC604 163

Bibliographie **164**

Liste des tableaux

1.1 Les phases gazeuses du milieu interstellaire 8
1.2 Missions en UV et UV lointain 14

3.1 Vitesses radiales des phases gazeuses des galaxies bleues compactes . . 56

4.1 Observations spectroscopiques de NGC604 en UV et UV lointain 64
4.2 Déterminations de la densité de colonne de H I pour chaque spectre *IUE* de NGC604 76
4.3 Densités de colonne pour chaque ligne de visée vers les étoiles de la fente *STIS* 80
4.4 Les différentes déterminations de la densité de colonne de H I 81
4.5 Raies interstellaires analysées dans le gaz neutre de NGC604 83
4.6 Vitesses radiales des espèces du gaz neutre de NGC604 84
4.7 Vitesses turbulentes des espèces du gaz neutre de NGC604 84
4.8 Densités de colonne des métaux dans NGC604 déterminées à partir des observations LWRS et MDRS 85
4.9 Intensités des raies d'émission optique données par les modèles de photoionisation 89
4.10 Abondances de N, O, Si, P, Ar et Fe dans les gaz neutre et ionisé de NGC604 92

5.1 Présence de composantes saturées dans les raies les plus faibles de chaque espèce 99
5.2 Résultats de l'ajustement simultané des raies les plus faibles de chaque espèce 105

C.1 Déterminations de l'abondance de l'oxygène dans les régions à formation d'étoiles en utilisant le phosphore comme traceur 160

D.1 Densités de colonne de l'hydrogène moléculaire pour les deux observations *FUSE* de NGC604 163

Table des figures

1.1 Structure de la région H II géante NGC604 9
1.2 Exemple de spectre d'émission optique 10
1.3 Schéma optique de *FUSE* 16
1.4 Les 8 canaux de détection de *FUSE* 17

2.1 Interface entre le gaz ionisé des régions H II et le gaz neutre environnant 22
2.2 Exemple de courbe de $\Delta\chi^2$ - calcul de barres d'erreurs 26
2.3 Exemple de courbe de $\Delta\chi^2$ - non détection d'une espèce 27
2.4 Exemple de courbe de $\Delta\chi^2$ - raie saturée 27
2.5 Illustration des différents régimes possibles des raies d'absorption . . . 33

3.1 IZw36 observée en optique 38
3.2 Spectre *FUSE* de IZw36 (*LiF1A*) 40
3.3 Spectre *FUSE* de IZw36 (*LiF2A*) 41
3.4 Spectre *FUSE* de IZw36 (*SiC2A*) 42
3.5 Vitesses radiales relatives des phases gazeuses des galaxies bleues compactes 54
3.6 Abondances dans le gaz neutre et ionisé des galaxies bleues compactes . 58

4.1 Photographie de la région H II géante NGC604 64
4.2 Positions des fentes par rapport à l'amas stellaire de NGC604 65
4.3 Spectre *FUSE*/LWRS de NGC604 67
4.4 Spectres stellaires théoriques superposés aux données 69
4.5 Estimations du paramètre *élargissement des raies* dans les spectres de NGC604 71
4.6 Comparaison des observations *FUSE*, *IUE* et HST/*STIS* de l'amas de NGC604 73
4.7 Ajustement de l'absorption H I interstellaire + O VI stellaire 75
4.8 Profil de la raie Lyβ 76
4.9 Spectre *IUE* de NGC604 77
4.10 Ajustement de la raie Lyα en utilisant le spectre sommé *STIS* 77
4.11 Observations des spectres vers les étoiles individuelles avec *STIS* 78
4.12 Spectre *STIS* vers une étoile de l'amas de NGC604 79
4.13 Ajustement du profil de la raie de Fe II à 1125.45 Å 86
4.14 Courbe de croissance des métaux dans NGC604 87
4.15 Fractions d'ionisation de chaque espèce relativement à H I 91
4.16 Abondances de N, O, Ar et Fe dans les gaz neutre et ionisé de NGC604 92
4.17 Rapports d'abondances dans les gaz neutre et ionisé de NGC604 93

5.1 Schémas de plusieurs lignes de visée croisant plusieurs nuages 97
5.2 Les lignes de visée les plus brillantes contribuent le plus au spectre global 98
5.3 Illustration du problème des composantes individuelles non résolues . . 99
5.4 La faible raie de Fe II à 1055.26 Å ne peut pas être constituée de composantes saturées 100
5.5 Profils des raies du Fe II incompatibles selon les distributions 101
5.6 Variation du χ^2 de l'ajustement des raies de Fe II en fonction du nombre de composantes et du paramètre b 103

6.1 Illustration des raies d'une espèce dans une phase non-turbulente . . . 109
6.2 Courbes d'extinctions dans plusieurs environnements 114

B.1 Spectre de NGC604, $\sim$ 923-929 Å et $\sim$ 929-935 Å 134
B.2 Spectre de NGC604, $\sim$ 932-938 Å et $\sim$ 938-944 Å 135
B.3 Spectre de NGC604, $\sim$ 961-966 Å et $\sim$ 966-970 Å 136
B.4 Spectre de NGC604, $\sim$ 980-985 Å et $\sim$ 1000-1007 Å 137
B.5 Spectre de NGC604, $\sim$ 1007-1011 Å et $\sim$ 1011-1016 Å 138
B.6 Spectre de NGC604, $\sim$ 1015-1019 Å et $\sim$ 1018-1022 Å 139
B.7 Spectre de NGC604, $\sim$ 1030-1032 Å et $\sim$ 1032-1038 Å 140
B.8 Spectre de NGC604, $\sim$ 1038-1043 Å et $\sim$ 1045-1052 Å 141
B.9 Spectre de NGC604, $\sim$ 1052-1058 Å et $\sim$ 1060-1064 Å 142
B.10 Spectre de NGC604, $\sim$ 1064-1069 Å et $\sim$ 1076-1080 Å 143
B.11 Spectre de NGC604, $\sim$ 1091-1095 Å et $\sim$ 1095-1099 Å 144
B.12 Spectre de NGC604, $\sim$ 1105-1111 Å et $\sim$ 1111-1114 Å 145
B.13 Spectre de NGC604, $\sim$ 1123-1126 Å et $\sim$ 1131-1137 Å 146
B.14 Spectre de NGC604, $\sim$ 1139-1148 Å et $\sim$ 1151-1154 Å 147

D.1 Diagramme d'excitation du H_2 diffus dans NGC604 164

"L'Astro c'est rigolo, l'Astrophysique c'est fantastique"

Introduction

Le destin d'une galaxie est régi par l'évolution de ses constituants primaires (gaz, poussières, étoiles). Les étoiles recyclent et rejettent les métaux[1] dans le Milieu Interstellaire (MIS) par l'intermédiaire des vents stellaires et des supernovæ (SNe). Les étoiles influencent chimiquement le MIS environnant, différemment selon leur masse. Les α-éléments (O, Ne, Mg, Si, S, Ar, ..., synthétisés par capture de noyaux d'hélium) sont principalement relâchés par les SNe de type II issues des étoiles massives, dans des échelles de temps relativement courtes ($\gtrsim 50 \times 10^6$ ans). Le carbone et l'azote sont essentiellement produits par des étoiles de masses intermédiaires, sur des échelles plus longues ($\gtrsim 300 \times 10^6$ ans). Enfin, le fer du MIS (du moins dans notre Galaxie) provient pour 1/3 des SNe de type II et pour 2/3 des SNe de type Ia ; dans ce dernier cas l'échelle de temps est de l'ordre de $\gtrsim 10^9$ ans. L'on voit alors que dans le cadre d'une flambée de formation d'étoiles, pendant laquelle naissent en même temps des étoiles plus ou moins massives (selon une distribution dictée par la *fonction de masse initiale*), on peut aboutir, au fur et à mesure que les étoiles mourront, à des compositions chimiques différentes par rapport à celles que l'on peut observer dans des environnements plus "calmes" comme notre Bulle Locale[2].

Comme les choses ne sont jamais simples, les éléments dans le MIS sont soit dans une phase gazeuse, soit condensés dans des grains de poussières (on dit aussi qu'ils sont *déplétés* sur les grains). C'est à la fois un avantage et un inconvénient. Il est ainsi possible d'étudier les circonstances qui ont causé la présence d'éléments dans les composés solides ou moléculaires. Inversement, si l'on ne comprend pas bien la nature de ces circonstances, il est difficile de connaître la composition chimique de la phase gazeuse. On pense que les grains de poussière se forment principalement dans les flots stellaires et dans les *ejecta* explosives. Leur destin consiste à éventuellement grossir par des phénomènes d'accrétion, ou à être détruits par les chocs des SNe et les collisions entre grains. L'étude du MIS est un moyen d'éprouver et de mieux appréhender l'origine de la déplétion des éléments chimiques.

Dans la phase gazeuse, la mesure des abondances chimiques, définies comme la quantité d'un élément normalisée par la quantité d'hydrogène, suppose que les métaux sont mélangés dans le MIS où ils se sont dispersés. Dans cette optique, la mesure des abondances chimiques dans des phases diverses (neutre/ionisée, chaude/froide, dense/diffuse) nous aide à comprendre le devenir des métaux dans les galaxies après qu'ils aient été relâchés par les étoiles qui les ont produits. La phase ionisée des régions H II, où les étoiles se forment en flambées, est sondée depuis longtemps (notamment

[1] On nommera métaux les éléments issus de la nucléosynthèse stellaire, c'est-à-dire en première approximation C, N, O, etc...

[2] La Bulle Locale est une cavité sous-dense de ~ 100 pc dans laquelle se trouve notre système solaire (voir par exemple Sfeir et al. 1999).

depuis les années 1950) grâce aux raies d'émission observables de l'infrarouge moyen à l'ultraviolet proche. Cependant, la phase coronale commence seulement à révéler sa composition chimique grâce aux nouveaux instruments *XMM-Newton* et *Chandra*. La phase neutre est quant à elle particulièrement difficile à aborder, et son étude est encore jeune (chapitre 1).

Il existe en général deux approches pour étudier les propriétés des galaxies. On peut soit entreprendre une étude globale sur un grand nombre d'objets et espérer dégager des tendances entre les différents paramètres, soit concentrer l'analyse sur quelques cibles afin de comprendre en détail chaque cas particulier. Dans la mesure où nous commençons seulement à appréhender le gaz neutre des galaxies, il nous a semblé judicieux d'analyser en premier lieu les objets qui sont *a priori* les plus intéressants, et qui permettront ensuite d'améliorer peu à peu notre compréhension du problème ainsi que la méthode employée.

Enquêter sur l'histoire de l'enrichissement de la phase neutre des galaxies fait largement appel aux connaissances des autres phases gazeuses, de la formation stellaire, et de la nucléosynthèse stellaire. En analysant les raies d'absorption interstellaires dans l'ultraviolet lointain (chapitre 2), j'ai contribué à l'étude des galaxies bleues compactes (chapitre 3) et des régions H II géantes dans les galaxies spirales (chapitre 4), en utilisant en particulier les possibilités offertes par le satellite *FUSE*. Les raies d'absorption observées donnent l'opportunité de déterminer les abondances chimiques dans la phase gazeuse neutre, constituant ainsi une nouvelle mesure de la métallicité des galaxies.

Plus que le cheminement habituel observations-résultats-interprétations, ce rapport traitera également largement de la problématique de la détermination des abondances chimiques dans une cible extragalactique à l'aide de raies d'absorption (chapitre 5). Nous sommes en effet restés prudents quant aux erreurs systématiques qui pourraient entacher les résultats, l'approche employée étant particulièrement délicate et nouvelle.

Chapitre 1

Spectroscopie des phases gazeuses du Milieu Interstellaire

Il est désormais possible de mesurer et de comparer la composition chimique des différentes phases gazeuses du Milieu Interstellaire (MIS). La composition du gaz ionisé des régions H II *est utilisée depuis longtemps, et a permis d'avoir une première idée de l'évolution des métaux dans le MIS. Cependant, la phase neutre environnante est maintenant accessible grâce au satellite* FUSE*, permettant une nouvelle mesure de la métallicité des galaxies.* FUSE *donne accès aux raies d'absorption UV lointain du gaz neutre des galaxies de l'univers local.*

Sommaire

1.1 La métallicité du milieu interstellaire 6

1.1.1 D'où proviennent les éléments lourds du milieu interstellaire ? 6

1.1.2 Comment mesurer la métallicité d'une galaxie ? 7

1.2 Sites de mesure privilégiés : les régions H II 8

1.2.1 Formation et structure d'une région H II 8

1.2.2 Composition chimique du gaz ionisé 9

1.2.3 Composition chimique du gaz neutre environnant 13

1.3 Présentation de *FUSE* 14

1.3.1 Chaîne de détection 14

1.3.2 Traitements de base 15

1.3.3 Dans le spectre *FUSE* d'une cible extragalactique... 16

1.1 La métallicité du milieu interstellaire

1.1.1 D'où proviennent les éléments lourds du milieu interstellaire ?

Les métaux du milieu interstellaire (MIS) plus légers que le fer sont produits dans les étoiles (on parlera de nucléosynthèse stellaire), et sont dispersés lorsque l'étoile génitrice meurt. Les éléments plus lourds sont produits dans les supernovæ (nucléosynthèse explosive). La présence des éléments lourds dans le MIS est intimement liée au mode de production dans les étoiles. En effet, selon qu'ils sont créés dans des étoiles de plus ou moins faible masse (c'est-à-dire de plus ou moins longue durée de vie), les métaux ne sont pas dispersés dans le MIS dans les mêmes échelles de temps.

On distingue deux types d'éléments selon leur mode de production. Les éléments *primaires* sont synthétisés uniquement à partir de H et He. La production de ces éléments est donc insensible, en première approximation, à la composition chimique initiale. Le rapport d'abondance de deux éléments primaires ne dépend pas de la métallicité. Les éléments *secondaires* sont produits quant à eux à partir d'éléments déjà synthétisés. Leur production dépend des abondances initiales des réactifs (essentiellement C, N et O). Le rapport entre un élément primaire et un secondaire est proportionnel à l'abondance du primaire.

En prenant l'exemple d'une étoile qui naît à partir d'un milieu de composition primordiale, celle-ci brûle tout d'abord l'hydrogène en son cœur (H→He). Suit une phase de contraction puis de fusion de l'hydrogène en couche autour du noyau, et enfin la fusion de l'hélium au centre ($3\alpha \rightarrow^{12}$ C $\rightarrow^{16}$ O). La suite de l'évolution dépend de la masse stellaire :

- Les étoiles de masse $M \lesssim 1.5\,\mathrm{M}_\odot$ vivent plus de 2 milliards d'années. Leur rôle majeur dans l'évolution chimique du MIS est de conserver les éléments produits en leur sein. De ce fait, elles tracent la composition au moment où elles se sont formées, et n'influencent pas chimiquement le MIS.
- Les étoiles ayant des masses $2 \lesssim M \lesssim 8\,\mathrm{M}_\odot$ possèdent un cœur de C et O. Plusieurs phases de *dredge-up* (retour à la surface d'éléments produits plus profondément) ont lieu au cours de leur existence. Elles vivent entre 50 et 1 000 millions d'années, et contribuent à l'enrichissement en métaux du MIS grâce à leurs vents (perte de masse), aux nébuleuses planétaires et aux SNe de type Ia, dont on pense que la nucléosynthèse est responsable des $\sim 2/3$ du fer observé dans le MIS de notre Galaxie.
- Les étoiles massives ($M \gtrsim 9\,\mathrm{M}_\odot$) opèrent la fusion de C, O, Ne, Mg et Si, et produisent les éléments du groupe du fer ($\mathrm{Si} + \alpha + p + n$). Leur durée de vie étant relativement courte (moins de 20 millions d'années), elles dispersent rapidement les métaux produits dans le MIS (cependant ces métaux ne se mélangent pas forcément immédiatement). Parmi ces étoiles on remarque les Wolf-Rayet et les variables bleues, dont une des caractéristiques notables est une perte de masse significative durant leur évolution. Les étoiles massives explosent en supernovæ de type II ou Ib dont la nucléosynthèse donne naissance aux éléments plus lourds que le fer.

Plaçons-nous maintenant dans le cadre d'une intense *flambée d'étoiles*, phase relativement courte pendant laquelle des étoiles de toutes masses naissent suivant une fonction de masse initiale (définie comme la distribution du nombre d'étoiles formées

par intervalle de masse). Les étoiles plus massives que $\sim 10\,\mathrm{M}_\odot$ ne représentent que 10% de la masse totale des étoiles d'une flambée. Cependant, ce sont elles qui fournissent la majorité de l'énergie. D'autre part, elles rejettent dans le MIS les métaux produits en leur cœur, par l'intermédiaire des vents stellaires et des SNe de type II dans un laps de temps relativement court (quelques millions d'années). Ensuite, vient la contribution des étoiles de masse intermédiaire qui libèrent leurs métaux dans des échelles de temps beaucoup plus longues. Ainsi, comme les éléments sont produits dans des étoiles de masses différentes, et donc de durées de vie différentes, on voit que le rapport particulier de la quantité de deux éléments peut fortement varier en fonction du temps. Une opportunité consiste ainsi à mesurer les rapports d'abondance dans les galaxies pour inverser le problème, et fournir un diagnostic sur l'histoire du taux de formation d'étoiles.

1.1.2 Comment mesurer la métallicité d'une galaxie ?

Au fur et à mesure que des générations d'étoiles naissent, vivent et meurent, une quantité croissante de métaux est synthétisée puis relâchée dans le MIS, augmentant sa *métallicité*. Cette grandeur définit la fraction en masse des éléments plus lourds que l'hélium. Il existe bien des manières de mesurer la métallicité d'un objet aussi complexe qu'une galaxie (voir par exemple Kunth & Östlin 2000). Certaines méthodes reposent sur l'étude du gaz des nébuleuses planétaires, sur la photométrie des populations stellaires (couleur de la branche RGB dans le diagramme couleur-magnitude), la spectroscopie des étoiles individuelles (raies atmosphériques des étoiles dans les galaxies les plus proches) ou encore la lumière intégrée (par photométrie et spectroscopie).

Cependant, une méthode maintenant bien établie pour mesurer la métallicité d'une galaxie riche en gaz consiste à analyser son MIS par l'intermédiaire des raies d'émission nébulaires du gaz ionisé associé aux régions de formation récente d'étoiles (les régions H II, voir section suivante). Les transitions correspondantes sont observables depuis le sol, essentiellement dans le domaine optique. On arrive ainsi à déduire les abondances de C, N, O, Ne, Si, S, Ar et Fe, qui servent à tracer la métallicité du gaz. Les télescopes observant dans les rayons X (*Chandra*, *XMM-Newton*) permettent depuis peu de mesurer les abondances chimiques dans la phase chaude du MIS des galaxies. Enfin, les mesures d'abondances dans le *gaz neutre* que nous évoquons dans ce rapport fournissent une nouvelle information, supplémentaire et complémentaire sur le contenu en métaux dans la phase gazeuse des galaxies.

Nous sommes donc désormais en mesure de comparer les abondances chimiques dans les différentes phases gazeuses du MIS. En particulier, la mesure dans le gaz neutre, composante majoritaire en masse du MIS dans les galaxies naines, pourrait se révéler plus représentative et plus fiable que les mesures habituelles dans le gaz ionisé des régions H II.

TAB. 1.1 – Les différentes phases gazeuses du milieu interstellaire (d'après Tielens 1995 et Lequeux 2005). Noter que les distinctions observationnelles sont parfois floues. On donne ici les *ordres de grandeurs* de la densité volumique n (en cm^{-3}), de la température T (en K), du facteur de remplissage Φ et de la masse M (en $\mathrm{M}_\odot$).

	Milieu	n	T	Φ	M
Gaz ionisé (H II)	Chaud	qqs 10^{-3}	qqs 10^5	~ 50	10^8 ?
	Régions H II	1-10^5	$\sim 10^4$	?	qqs 10^7
	Diffus	qqs 10^{-2}-10^{-1}	$\sim 10^4$	~ 10	$\sim 10^9$
Gaz neutre (H I)	Tiède	qqs 10^{-1}	$\sim 10^4$	~ 40	$\sim 10^9$
	Froid	qqs 10^1	$\sim 10^2$	~ 2	qqs 10^9
Gaz moléculaire (H_2)		$>$ qqs 10^2	qqs 10^0-10^1	~ 1	qqs 10^9

1.2 Sites de mesure privilégiés : les régions H II

1.2.1 Formation et structure d'une région H II

Lorsqu'une étoile massive naît, ses rayonnements ultraviolets ionisent le MIS alentour et provoquent la formation d'une sphère de Strömgren, définie comme la région où l'hydrogène est ionisé. Dans le cas où des centaines, voire des milliers d'étoiles O et B se forment lors d'une flambée d'étoiles (on parle alors d'une *région H II géante*), les sphères de Strömgren se recouvrent éventuellement, formant une structure complexe, tourmentée, faite de filaments, de coquilles, etc... Des preuves observationnelles montrent que dans le cas de telles concentrations d'étoiles ionisantes, le MIS est façonné par les vents stellaires et les SNe. Il semble ainsi que le MIS soit littéralement vidé autour de l'amas (voir un exemple sur la figure 1.1), formant une cavité de gaz chaud (typiquement quelques $\sim 10^5$ K) et très diffus (quelques $\sim 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-3}$). Le gaz ionisé est alors principalement confiné dans une fine couche immédiatement en contact avec les régions de photodissociation des nuages moléculaires avoisinant – nuages initialement à l'origine de la formation des étoiles de la région (voir la figure 2 de Maíz-Apellániz et al. 2004). Cette couche possède des températures typiques de quelques $\sim 10^4$ K, et des densités de l'ordre de 1-$10^5\,\mathrm{cm}^{-2}$ (voir la table 1.1 pour les caractéristiques des différentes phases du MIS).

Les régions H II sont étudiées depuis longtemps, étant très lumineuses non seulement en UV (domaine spectral où le flux des nombreuses étoiles massives est le plus important) mais aussi dans le domaine optique. La région 30 Dorade dans le Grand Nuage de Magellan est par exemple visible à l'oeil nu. Outre sa lumière directe (venant essentiellement des étoiles les plus jeunes), on observe également le rayonnement du gaz interstellaire ionisé de la région H II par l'intermédiaire de raies d'émission permises et interdites. Ces dernières proviennent de la désexcitation des atomes ayant été percutés par des électrons thermiques (ou photo-électrons). L'une des utilisations les plus intéressantes des raies d'émission consiste à établir la composition chimique du gaz ionisé. Étant donné que tous les états d'ionisation ne sont pas forcément disponibles pour chaque élément, il faut le plus souvent faire appel à des codes de photoionisation

tels que `CLOUDY` (Ferland et al. 1998), aux grilles de G. Stasinska (Stasinska 1990 ; Stasińska 2000) ou à des synthèses de spectres stellaires (code `Starburst 99`, Leitherer et al. 1999). Des diagnostics sur les rapports de raies permettent de contraindre les conditions physiques du gaz responsables de l'excitation des atomes : le rapport [O III](λ4959+λ5007)/λ4363 est par exemple particulièrement sensible à la température, tandis que les rapports [O II]λ3729/λ3726 et [S II]λ6716/λ6731 dépendent fortement de la densité.

Noter cependant que la mesure des abondances dans le MIS ionisé reste entachée par des biais observationnels. En effet, certains éléments (par exemple Fe, Si, Mg) sont déplétés sur les grains de poussières, et leur abondance dans la phase gazeuse n'est pas forcément représentative de l'abondance totale dans le MIS (voir l'introduction). D'autre part, les raies d'émission observées (voir un exemple dans la figure 1.2) reflètent les propriétés *globales* de la région contenue dans la fente d'observation (c'est-à-dire l'ensemble des couches de gaz ionisé). Cela peut s'avérer problématique car les sous-structures de la région sont susceptibles d'avoir des compositions chimiques et des conditions physiques différentes. La présence de telles sous-structures est difficilement modélisable ; on utilise le plus souvent des cas simples de géométrie sphérique ou plan-parallèle, à densité constante ou suivant une loi de puissance simple. Cependant, de nouveaux modèles commencent à inclure des irrégularités dans les filaments de gaz ionisé (voir par exemple la modélisation de 30 Dorade par Tsamis & Péquignot 2005).

1.2.2 Composition chimique du gaz ionisé

Les espèces dont les abondances peuvent être mesurées à l'aide de leurs raies d'émission optique sont en particulier N, O, Ne, S, Ar et Fe (Si et C sont aussi observables grâce à leurs raies d'émission dans l'ultraviolet proche). Les rapports d'abondance entre ces éléments, qui ne sont pas produits dans des étoiles de même masse, dépendent gran-

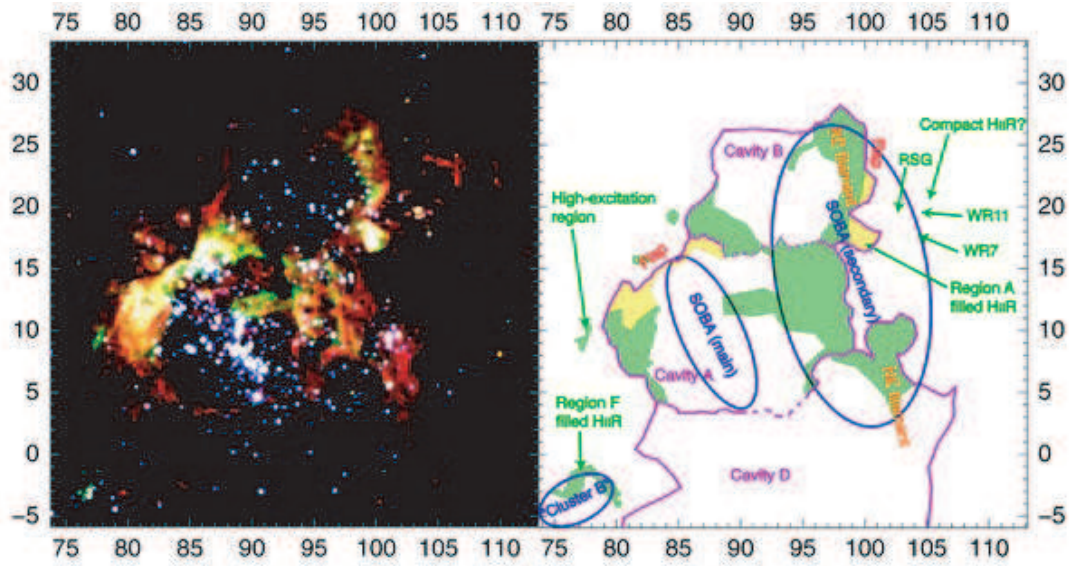


FIG. 1.1 – À gauche : Image HST/*WFPC2* (taille ≈ 39") de NGC604, région H II géante dans la galaxie spirale naine M33. À droite : structures correspondantes. Référence : Maíz-Apellániz et al. (2004).

dement de l'histoire de la formation d'étoiles dans la galaxie. Ils sont parmi les outils les plus puissants pour contraindre les modèles d'évolution chimique des galaxies à flambée de formation d'étoiles, qui contiennent une ou plusieurs régions H II géantes. Des objets particulièrement intéressants et appropriés sont les *galaxies bleues compactes* qui sont relativement peu évoluées chimiquement (voir chapitre 3). Dans ce type d'objet, l'enrichissement du MIS est en effet dominé par les flambées d'étoiles successives qui les caractérisent.

Izotov et al. (1997b) et Izotov & Thuan (1999) ont évalué les abondances dans une cinquantaine de galaxies bleues compactes. Les résultats indiquent que (*i*) les rapports α/O ne dépendent pas de la métallicité, et s'accordent aux proportions solaires. Ce n'est pas inattendu, car les modèles de nucléosynthèse stellaire prévoient que les éléments α sont essentiellement tous produits dans les mêmes étoiles massives ; ils devraient donc intégrer le MIS dans les mêmes échelles de temps. (*ii*) À faible métallicité, le carbone pourrait être produit principalement dans les étoiles massives. Dans les objets plus métalliques, une contribution additionnelle par les étoiles de masses intermédiaires ($3 < M < 9\,\mathrm{M}_\odot$), ayant des durées de vie variables, expliquerait la forte dispersion du rapport C/O. (*iii*) L'azote serait produit en tant qu'élément primaire dans les étoiles massives, et de la même manière que le carbone, la dispersion des mesures de N/O à plus forte métallicité pourrait être la conséquence d'une production par les étoiles de masses intermédiaires. (*iv*) Enfin, les rapports Fe/O ne semblent pas dépendre de la métallicité et sont plus faibles que la valeur solaire. Cela signifierait que le fer observé est produit pendant la nucléosynthèse explosive des SNe de type II.

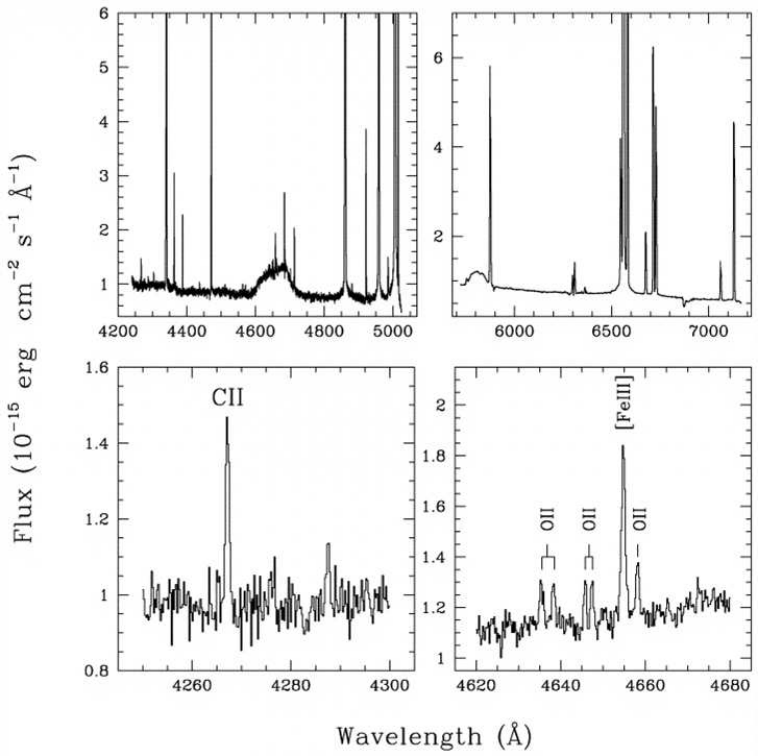


FIG. 1.2 – Exemple d'un spectre d'émission optique d'une région H II (ici NGC5461, dans la galaxie spirale M101, Esteban et al. 2002). On observe des raies d'émission qui se superposent au continu stellaire.

Ces mesures privilégient le type d'évolution suivant pour une galaxie bleue compacte : lorsqu'elle est encore peu évoluée (c'est-à-dire lorsque sa première flambée a eu lieu, il y a moins de $\sim$ 40 millions d'années), les étoiles massives domineraient l'enrichissement du milieu interstellaire. Puis, les étoiles de masses intermédiaires relâcheraient ensuite les métaux qu'elles ont synthétisés. Les modèles d'évolution chimique parviennent à reproduire la plupart des tendances que l'on observe pour les rapports d'abondance entre éléments. Seuls l'azote et le fer posent encore des problèmes quant à leur(s) site(s) de production (quelles étoiles, de quelle masse ? Sous forme primaire, secondaire ?). Les interprétations données dans le paragraphe précédent ne sont pas toutes l'objet d'un *consensus*. En parallèle, de nouvelles études montrent par exemple que le rapport [O/Fe] augmente avec la métallicité (dans ce cas tracée par O/H) dans les galaxies bleues compactes (Rodríguez & Esteban 2004). Cette corrélation serait expliquée par la déplétion de plus en plus efficace du fer sur les grains de poussière au fur et à mesure que la métallicité augmente.

La difficulté pour réconcilier les modèles avec les observations est accrue par l'histoire complexe des éléments dans le milieu interstellaire. Les métaux de la phase ionisée pourraient par exemple ne pas tous venir de la formation d'étoiles actuelle, mais être un mélange de la contribution d'une ou plusieurs flambées antérieures. Kunth & Sargent (1986) ont suggéré que le gaz ionisé des régions H II de la galaxie naine IZw18 était "pollué" par les métaux issus des vents stellaires et des SNe des étoiles de la flambée actuelle, dans un temps relativement court (de l'ordre de la durée de vie de la flambée, c'est-à-dire quelques millions d'années). Ceci impliquerait l'existence d'une métallicité minimale dans le cas où la flambée courante est la première qui ait lieu − ce qui pourrait être le cas dans IZw18. Le mélange des éléments dans *toute* la galaxie se déroulerait ensuite pendant une longue phase calme séparant deux flambées. L'*auto-enrichissement* des régions H II expliquerait la difficulté pour trouver des galaxies naines à flambée de formation d'étoiles très peu métalliques. IZw18 reste d'ailleurs encore à ce jour la galaxie la moins métallique connue. Des galaxies pauvres en métaux, présentes dans l'univers local, pourraient ainsi n'avoir été le siège que d'une seule flambée d'étoiles dans leur histoire, ce qui en ferait des prototypes locaux de galaxies primordiales. Comment les modèles appréhendent-ils l'évolution des métaux après qu'ils aient été relâchés par les étoiles ?

Les modèles de Recchi et al. (2001) prévoient que l'énergie fournie par les multiples supernovæ rend possible la formation de *vents supergalactiques* dans les galaxies naines riches en gaz. Les métaux produits par la flambée actuelle seraient alors entraînés en dehors de la galaxie (contrairement aux *superbulles* qui retiennent les métaux dans le halo, voir paragraphe suivant). Les métaux produits dans des grandes échelles de temps (en particulier Fe et N) seraient éjectés très efficacement, profitant que les supernovæ de type II ayant explosé rapidement aient "creusé" peu à peu le plan de la galaxie. Les métaux issus des SNe de type II pourraient rester plusieurs centaines de millions d'années dans la galaxie, enrichissant le milieu interstellaire de la région de formation d'étoiles. La conduction thermique fournissant un refroidissement efficace, l'échelle de temps de mélange est relativement courte (quelques millions d'années), ce qui semble conforter l'hypothèse de l'auto-enrichissement si le mélange ne s'effectue que dans le gaz ionisé. Notons toutefois que ces résultats supposent une flambée unique. Dans le cadre de flambées successives séparées par quelques centaines de millions d'années, les métaux relâchés par les SNe de type II quittent plus efficacement la galaxie (Recchi

et al. 2002).

D'autres modèles prévoient au contraire que les métaux rejoindraient une phase très chaude dans le halo galactique, et évolueraient dans une *superbulle* dont la température est maintenue à plusieurs dizaines de millions de kelvin par les supernovæ et la formation de chocs contraires (Tenorio-Tagle 1996). Les métaux dans la bulle ne sont pas détectables en optique car la température est au-dessus de la limite de recombinaison ($T \sim 10^6$ K). Après la dernière supernova, commence une phase de refroidissement radiatif. Les métaux se condenseraient sous forme de "gouttelettes moléculaires" qui se disperseraient sur des échelles de plusieurs kiloparsecs dans le disque de la galaxie. Les flambées d'étoiles ultérieures provoqueront la dissociation des molécules, et le mélange dans le milieu interstellaire. Les métaux deviendraient alors observables dans le gaz ionisé des régions H II. En se basant sur ce modèle, Rieschick & Hensler (2000) ont suggéré que 25% des métaux pourraient se mélanger rapidement dans la galaxie tandis que les 75% restants entreprendraient un cycle d'environ un milliard d'années avant le mélange complet.

Un des moyens les plus contraignants pour identifier l'origine des métaux consiste à étudier l'homogénéité des abondances dans plusieurs régions H II d'un même objet. Ces régions possèdent des âges différents, et n'ont pas nécessairement la même composition chimique, en particulier dans l'hypothèse où le mélange des éléments lourds se déroule dans de courtes échelles temporelle et spatiale. Roy & Kunth (1995) ont montré qu'en 100 millions d'années, la dispersion des éléments ne pouvaient s'effectuer sur des échelles plus grandes que quelques centaines de parsecs. Ceci impliquerait que des discontinuités d'abondances devraient être mesurées dans les régions H II des galaxies à flambée de formation d'étoiles. Or les observations de régions H II dans plusieurs galaxies naines montrent que les abondances chimiques semblent y être relativement uniformes (Kobulnicky 1998). Dans IZw18, les deux principales régions de formation ont des abondances similaires (Skillman & Kennicutt 1993 ; Vílchez & Iglesias-Páramo 1998 ; Legrand et al. 2000). Dans Markarian 59, l'abondance en oxygène a été mesurée dans plusieurs sites de formation d'étoiles : la dispersion est de l'ordre de 0.2 dex, suggérant que le mélange y a été efficace sur des échelles de plusieurs kiloparsecs (Noeske et al. 2000). Enfin, dans le Petit Nuage de Magellan, six régions H II montrent une faible dispersion avec une abondance moyenne de $\log(\mathrm{O/H}) = 8.13(\pm 0.18)$ tandis que dans le Grand Nuage de Magellan, quatre régions donnent $\log(\mathrm{O/H}) = 8.37(\pm 0.25)$ (Russell & Dopita 1990). Une telle homogénéité des abondances implique un mélange sur des échelles spatiales de $\sim$ 20-1000 pc et sur des échelles temporelles plus longues que la durée de vie des régions H II (quelques dizaines de millions d'années). Une explication plausible serait que le disque H I conserve des abondances relativement uniformes tandis que les métaux créés dans la région H II rejoindraient rapidement une phase chaude du MIS (Tenorio-Tagle 1996 ; Clayton & Pantelaki 1986).

D'un autre côté, des inhomogénéités sur de petites échelles spatiales ont été décelées dans NGC5253 (Walsh & Roy 1989 ; Kobulnicky et al. 1997). En outre, des pollutions locales en azote ont été détectées dans Markarian 996 (Thuan et al. 1996) et IIZw40 (Walsh & Roy 1993), et ont été attribuées aux vents enrichis des étoiles Wolf-Rayet. Toutefois, ces sur-abondances ne sont pas constatées systématiquement dans toutes les galaxies où les étoiles Wolf-Rayet sont soupçonnées ou sont effectivement détectées (Oey & Shields 2000).

La possibilité de mesurer la métallicité du gaz neutre environnant le gaz ionisé des

régions H II est un test crucial pour évaluer des inhomogénéités sur de plus grandes échelles spatiales. Le gaz ionisé des régions H II est-il pollué en métaux par rapport au gaz neutre environnant ?

1.2.3 Composition chimique du gaz neutre environnant

La phase gazeuse ionisée ne constitue qu'une fraction mineure de la masse totale du MIS, et pourrait ne pas être représentative de toute la galaxie (en particulier, les abondances chimiques pourraient être rendues singulières si les métaux relâchés par les vents et les SNe des étoiles jeunes polluaient le gaz interstellaire localement, voir section précédente). Cette pollution pourrait s'avérer importante en particulier dans les galaxies naines, dans lesquelles une fraction importante de la masse baryonique se trouve dans la phase H I.

Les régions H I n'étant pas le siège de flambées d'étoiles, la présence de métaux ne peut y avoir que trois origines :

- Ils ont été produits par une génération antérieure d'étoiles formées lors d'une flambée. Ces étoiles auront explosé en supernovæ et libéré les métaux dans le MIS.
- Ils sont relâchés continuellement et lentement par une vieille population d'étoiles peu massives.
- Ils proviennent de la région H II actuelle et ont rejoint la phase H I, emportés par les SNe et les vents stellaires.

Une contrainte forte pour comprendre l'origine des métaux de la phase H I consiste à mesurer leurs abondances et à les comparer aux valeurs déjà connues du gaz ionisé. Des différences de métallicité ou d'abondances peuvent nous renseigner sur la provenance de ces métaux – c'est-à-dire dans quelles types d'étoiles ils ont été produits. Quels sont l'échelle et le temps caractéristique de dispersion, et le temps caractéristique de mélange ?

Le domaine de l'*ultraviolet lointain* est idéal pour étudier la composition chimique du gaz neutre car il y existe un très grand nombre de transitions de résonance (impliquant le niveau fondamental). Ceci n'est pas surprenant car les niveaux excités de la plupart des atomes abondants sont le plus souvent à plus de 4 eV du niveau fondamental. Les transitions correspondantes se font donc à des longueurs d'onde inférieures à 3100 Å (Morton 1991).

Cependant, cette méthode consistant à observer les éléments dans l'UV lointain n'est pas sans difficultés. Premièrement, il est nécessaire d'utiliser des observatoires spatiaux puisque les molécules N_2 de l'atmosphère terrestre absorbent quasiment tous les rayonnements UV ayant des longueurs d'onde inférieures à ~ 2000 Å. D'autre part, l'extinction est la plus importante en UV lointain par rapport à l'optique ou l'infrarouge (voir par exemple Cardelli et al. 1989), n'autorisant que l'observation des cibles les plus brillantes, c'est-à-dire en pratique les plus proches.

La première avancée dans la détermination des abondances de la phase neutre des galaxies proches a été réalisée par Kunth et al. (1994) en utilisant l'instrument *GHRS* à bord du *Hubble Space Telescope*. Les auteurs ont calculé la quantité d'oxygène neutre dans la galaxie naine IZw18. Cependant, ce résultat, qui montrait que l'oxygène était 20 fois moins abondant dans la phase neutre que dans la phase ionisée, malgré des barres d'erreurs confortables, est resté controversé. En effet, Pettini & Lipman

TAB. 1.2 – Missions UV et UV lointain[a].

Instrument	Période d'activité	Domaine (Å)	Résolution ($\lambda/\Delta\lambda$)
Copernicus	1972-80	900-1560	20 000
IUE	1978-96	1150-3200	200-10 000
HST/GHRS	1990-97	1150-3200	2000-80 000
HST/STIS	1997-2004	1150-3100	30 000-110 000
FUSE	1999- ?	905-1187	20 000

[a] Les expériences HUT (4 galaxies à flambée de formation d'étoiles observées, Leitherer et al. 1995; 2002) et ORFEUS-SPAS, volant à bord de la navette spatiale, ont également contribué ponctuellement aux observations dans l'UV.

(1995) ont ultérieurement montré que la raie de O I utilisée (λ1302) était saturée, et qu'il était en réalité possible d'en déduire une même abondance de l'oxygène que dans le gaz ionisé. *FUSE* permet depuis peu une avancée considérable dans ce domaine, autorisant l'observation de plusieurs autres espèces dans des spectres extragalactiques à relativement haute résolution spectrale, et avec un grand rapport signal-sur-bruit. Une occasion est ainsi donnée d'observer et d'analyser des raies d'absorption peu ou pas saturées.

1.3 Présentation de *FUSE*

La fenêtre spectrale de l'UV lointain est idéale pour comprendre les galaxies à flambée d'étoiles. C'est en effet dans ce domaine que la distribution d'énergie spectrale de leur population stellaire typique est maximale. Les étoiles massives y ont des signatures spectrales provenant de leurs photosphères ou de leurs vents, apportant des contraintes fortes sur l'âge, sur la métallicité ou encore la fonction de masse initiale de la population. D'autre part, les photons de l'UV lointain ($6\,\mathrm{eV} < h\nu < 13.6\,\mathrm{eV}$) dominent les processus de chauffage du MIS et influencent la chimie des phases neutres et moléculaires. Enfin, ce domaine de longueur d'onde fournit des diagnostics puissants sur les propriétés physiques, chimiques et dynamiques du MIS, des phases les plus froides ($\sim 100\,\mathrm{K}$) jusqu'au gaz coronal ($\sim 10^6\,\mathrm{K}$).

1.3.1 Chaîne de détection

Lancé en 1999, le satellite *FUSE* (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*, PI : H. W. Moos, Moos et al. 2000) observe dans la gamme $905-1187\,\text{Å}$ ($\Longleftrightarrow$ 10.4-13.7 eV) avec un pouvoir de résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda \approx 20\,000$. À titre de comparaison, la résolution de *Copernicus* (Rogerson et al. 1973), prédécesseur de *FUSE* dans le même domaine spectral, était de 10 000, et la sensibilité 10 000 fois plus faible (voir tableau 1.2). La réflectivité des surfaces optiques est relativement faible dans l'ultraviolet, et les technologies employées consistent le plus souvent à profiter d'une incidence rasante. Cependant, la surface effective diminue avec la longueur d'onde. C'est pourquoi il est apparu nécessaire d'utiliser une nouvelle technologie pour *FUSE* qui lui permet d'obtenir de 20 à $80\,\mathrm{cm}^{-2}$ de surface collectrice effective. *FUSE* peut être considéré comme

l'assemblage de 4 télescopes, chacun composé d'un miroir parabolique, d'un réseau dispersif et d'un détecteur (voir schéma de la figure 1.3). Les miroirs sont ici utilisés en incidence normale, comme en optique. Chaque chaîne d'acquisition est unique : deux miroirs sont recouverts de carbure de silicium (*SiC*), les deux autres étant recouverts de fluorure de lithium et d'aluminium (*LiF*). Chaque miroir est associé à un réseau de même composition, placé sur un cercle de Rowland de manière à focaliser les rayons dispersés sur le détecteur. Deux détecteurs sont disponibles, chacun constitués d'une galette à micro-canaux. Chaque détecteur est divisé en deux segments indépendants notés *A* et *B*. Combinés avec les différents miroirs, on dispose ainsi de huit canaux de détection indépendants, ayant d'une part des domaines spectraux différents, mais aussi des réponses propres en fonction de la longueur d'onde (voir figure 1.4). Une exposition correspond donc à huit spectres différents que l'on note *LiF1A*, *LiF1B*, *LiF2A*, *LiF2B*, *SiC1A*, *SiC1B*, *SiC2A* et *SiC2B*. Les domaines spectraux de chaque canal de détection se recouvrent, ce qui permet d'identifier les éventuels artefacts présents sur un seul canal, et de couvrir la totalité du domaine même en cas de mauvais fonctionnement d'un des composants. Au foyer, trois fentes différentes sont disponibles : HIRS (1.25" $\times$ 20"), MDRS (4"$\times$20") et LWRS (30"$\times$30"). Cette dernière fente est idéale pour l'observation sans perte de flux de galaxies proches, dont l'étendue est $\gtrsim$ 10 secondes d'angle.

1.3.2 Traitements de base

Les données brutes *FUSE* se présentent sous la forme d'une image spectrale 2D. En pratique, pour les analyses de spectres de galaxies, étendues ou non par rapport à la taille de la fente d'observation, la résolution spatiale de *FUSE* n'est pas suffisante pour permettre une étude spatiale du spectre. Le pipeline `CALFUSE`[1] permet de réduire cette image à un spectre 1D. Le traitement nécessite plusieurs étapes préliminaires avant la réduction de l'image spectrale. Le pipeline corrige tout d'abord les erreurs de pointage du satellite, détecte et supprime les *bursts*, puis soustrait le signal parasite de fond, divise par le courant de champ-plat, extrait le spectre 1D et effectue enfin la calibration en longueur d'onde et en flux.

Une séquence d'observation est divisée en plusieurs expositions. Celles-ci peuvent être moyennées ultérieurement par l'utilisateur de manière à obtenir un spectre unique, correspondant à l'observation entière. Les conditions des détecteurs n'auront pas changées, mais il se peut que la source ne soit pas constamment centrée dans la fente, à cause d'erreurs de pointage ou de dérives thermiques. Le "mouvement" relatif de la source dans la fente résulte en un décalage en longueur d'onde qui requiert un recalage des différentes expositions. D'autre part, des phénomènes d'étirement, dus au fait que les pixels n'ont pas forcément la même taille d'un bout à l'autre du domaine spectral couvert, impliquent également de corriger d'éventuels écarts. La méthode employée est celle proposée par le programme `XiPlot`[2] qui consiste à additionner les spectres pixels par pixels, en translatant les expositions les unes par rapport aux autres. Il est possible de les translater en utilisant une corrélation croisée, ou à l'oeil. Noter que les sources faibles dont les expositions individuelles sont relativement bruitées se montrent particulièrement difficiles à aligner. Dans les pires cas, un mauvais alignement entraîne

[1] *http : //fuse.pha.jhu.edu/analysis/pipeline_reference.html*

[2] La procédure IDL `XiPlot` est développée par A. Lecavelier des Étangs et l'équipe française de *FUSE*.

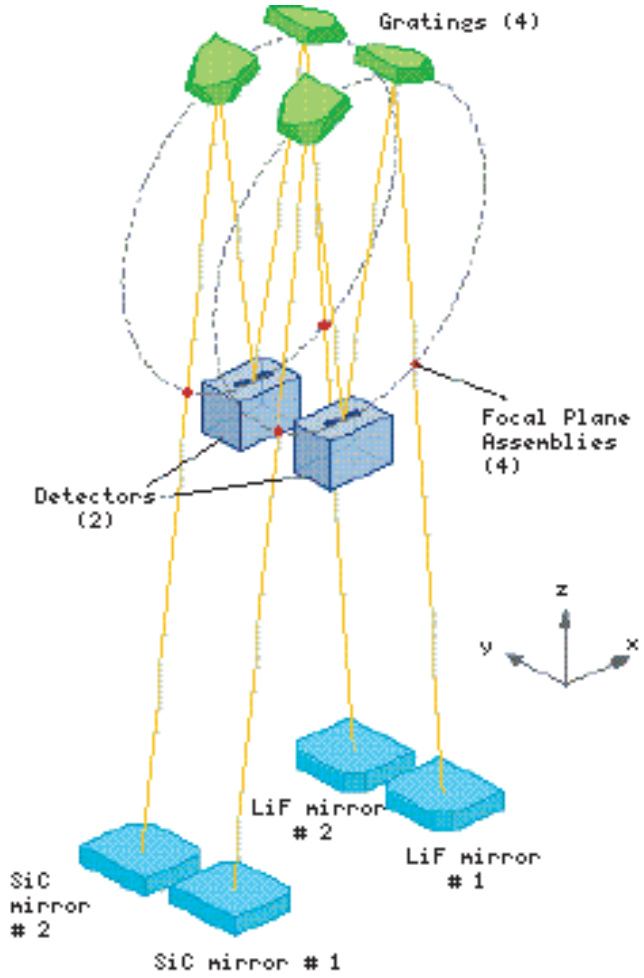


FIG. 1.3 – Schéma optique. *FUSE* comprend 4 miroirs paraboliques, qui, associés aux deux segments de chaque détecteur, fournit en tout 8 canaux d'acquisition indépendants. Les domaines de longueurs d'onde de chaque canal se recouvrent, permettant notamment d'identifier facilement les artefacts.

un élargissement significatif des raies d'absorption dont il faut tenir compte lors de l'analyse proprement dite.

1.3.3 Dans le spectre *FUSE* d'une cible extragalactique...

Le spectre *FUSE* d'une cible extragalactique révèle beaucoup d'informations. Outre le continu, dû au spectre combiné des étoiles jeunes suffisamment brillantes pour émettre dans la fenêtre de l'UV lointain, *FUSE* donne accès à un nombre considérable de raies spectrales, interstellaires et stellaires.

Les raies stellaires proviennent des atmosphères, ou des vents pour les étoiles les plus massives. Dans ce dernier cas, on observe un profil P Cygni (c'est notamment le cas des raies de O VI, C III et P V).

Les raies d'absorption interstellaires proviennent soit du gaz neutre (O I, N I, H I, P II, Si II ...), du gaz ionisé (Si II, Fe III ...), du gaz coronal (O VI) ou du gaz moléculaire diffus (H_2). Dans le cas d'une cible extragalactique, on observe les raies intrinsèques au milieu interstellaire de la cible, les raies des nuages de notre Voie Lactée sur la ligne de

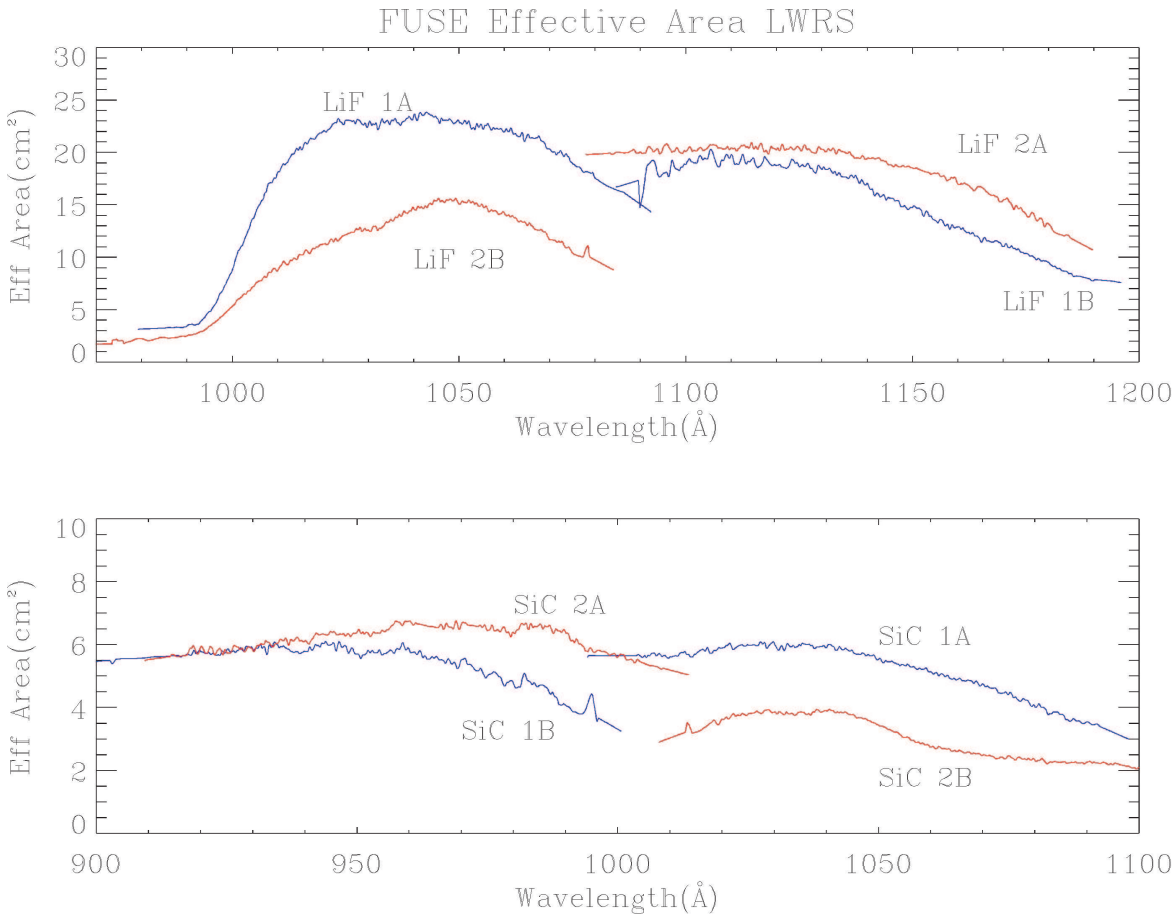


FIG. 1.4 – Surfaces effectives des différents canaux de détection de *FUSE*. Les miroirs recouverts de fluorure de lithium (LiF) sont plus sensibles que ceux recouverts de carbure de silicium (SiC), et n'échantillonnent pas les mêmes domaines de longueurs d'onde.

visée, et également dans certains cas des raies provenant de nuages à grandes vitesses dans le halo de Galaxie. Il est possible d'identifier les raies et les différents systèmes d'absorption en utilisant les tables des longueurs d'onde théoriques des transitions (base de données atomiques de Morton 1991; 2003).

Notons également que dans le domaine de *FUSE* émergent des raies d'émission d'origine géocoronale. Celles-ci sont dues aux espèces de l'atmosphère terrestre excitées par la lumière diffusée du Soleil. L'émission la plus intense est celle de Lyman β. Elle est relativement étroite et ne gêne généralement pas l'ajustement du profil de la raie interstellaire Lyβ correspondante. D'autres émissions beaucoup plus faibles sont dues à O I et N I.

Chapitre 2
Les raies d'absorption interstellaire

Afin de déterminer les abondances chimiques dans le gaz diffus neutre des galaxies, nous étudions le profil des raies d'absorption interstellaires observées avec FUSE. *Nous expliquons dans ce chapitre la méthode mise en place afin de déterminer les quantités de chaque espèce (*HI, NI, OI, SiII, PII, ArI *et* FeII*), et comment nous calculons les erreurs associées.*

Sommaire

2.1 Formation des raies d'absorption 20
- 2.1.1 Parcours des photons de l'ultraviolet 20
- 2.1.2 En théorie... cas d'un seul nuage neutre sur une seule ligne de visée 21
- 2.1.3 En pratique... plusieurs nuages sur plusieurs lignes de visée . 21

2.2 Ajustement des profils des raies 21
- 2.2.1 Description de la méthode 21
- 2.2.2 Paramètres liés à l'instrument *FUSE* 23
- 2.2.3 Paramètres physiques 24
- 2.2.4 Profil apparent 25
- 2.2.5 Calcul des erreurs 26

2.3 Raies analysables dans le domaine de *FUSE* 27

2.A Profils théoriques des raies d'absorption 30

2.1 Formation des raies d'absorption

2.1.1 Parcours des photons de l'ultraviolet

Les photons de l'UV et de l'UV lointain régulent la chimie des régions de photodissociations (PDRs) où les molécules (dont la molécule la plus abondante dans l'univers, H_2) sont dissociées en atomes. Les photons X et les rayons cosmiques contribuent également à cette chimie, bien que dans une moindre mesure. On a l'habitude de modéliser les PDRs comme une interface simple entre le gaz ionisé d'une région H II et un nuage moléculaire – les restes du nuage moléculaire géant initialement responsable de la formation des étoiles de la région H II.

Cependant, à de plus larges échelles, et en particulier dans le cas de régions H II géantes, le front de dissociation est fractionné, composé d'agrégats denses enchâssés dans un milieu plus diffus et majoritairement neutre. Les PDRs sont localisées sur leur surface (Meixner & Tielens 1993). La distribution des agrégats contrôle la pénétration des photons UV dans le sens que ces derniers peuvent éventuellement passer entre, et ioniser partiellement le gaz diffus.

Les nuages les plus denses sont opaques aux rayonnements UV, et les lignes de visée correspondantes ne participent pas au spectre intégré. En effet, l'intensité d'une source ponctuelle derrière un nuage de poussière est donnée par :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \times e^{-\tau(\lambda)} = I_0(\lambda) \times 10^{-A_\lambda^0/2.5}, \tag{2.1}$$

où I est l'intensité atténuée (observée), I_0 l'intensité intrinsèque (le continu stellaire), $\tau(\lambda)$ représente la profondeur optique du nuage et A_λ^0 est l'extinction à la longueur d'onde λ (Calzetti 2001). Pour une extinction dans la bande V de $A_V = 1$, on obtient, en utilisant la courbe d'extinction de Cardelli et al. (1989), une extinction de 4 magnitudes dans les longueurs d'onde de *FUSE* (pour un rapport de l'extinction totale à l'extinction sélective valant $R_V = 3.1$). Ceci implique que l'intensité est atténuée d'un facteur ~ 40 dans l'UV lointain en présence d'un tel nuage.

Les raies d'absorption des espèces présentes dans les nuages très denses se superposent à un continu stellaire quasiment nul, et ne sont donc pas détectées. De la même manière, on ne peut observer directement les espèces dans les PDRs car les radiations UV à l'origine de ces PDRs sont bloquées par le nuage dense associé, présent en avant-plan. Néanmoins, cette contribution pourrait se manifester indirectement sous la forme d'une lumière diffusée. En effet, la poussière est certainement présente dans ces nuages denses (voir par exemple Maíz-Apellániz et al. (2004) pour NGC604), mais la présence d'une lumière diffusée n'a pas encore été mise en évidence.

Dans des nuages non complètement éteints, il est possible d'observer des *raies d'absorption* qui se superposent au continu – qui est alors non nul. Les raies d'absorption correspondent à une variation de $\tau(\lambda)$ sur une très petite échelle spectrale. Elles prennent leur origine dans différentes phases gazeuses diffuses (ionisé, neutre ou moléculaire). Les raies d'absorption des espèces neutres que l'on détecte doivent principalement avoir comme origine le gaz neutre diffus (avec une possible mais faible contribution des PDRs). Cependant il n'est pas encore clair si ce gaz est associé à la région H II ou localisé dans un halo H I étendu (voir chapitre 6). À titre d'ordre de grandeur, la pression d'un nuage interstellaire typique observé avec *FUSE* sur la ligne de visée vers l'étoile HD185418 est telle que $\log(P/k) = \log(n_{\rm H}T) = 2.8 \pm 0.2$ (Son-

nentrucker et al. 2003). Pour une température de 100 K, cela équivaut à une densité moyenne de $\sim 6\,\mathrm{cm}^{-3}$. Pour une température de 1000 K on trouve $\sim 0.6\,\mathrm{cm}^{-3}$.

2.1.2 En théorie... cas d'un seul nuage neutre sur une seule ligne de visée

Le long d'une ligne de visée, la transition électronique d'une espèce dans un niveau d'ionisation donné résulte en une raie d'absorption. La forme est donnée par un profil de Voigt (voir annexe 2.A dans ce chapitre). Ce profil dépend des paramètres liés à la transition d'une part (longueur d'onde, force d'oscillateur, probabilité de transition spontanée), et aux conditions physiques dans le nuage interstellaire d'autre part (température, vitesse de turbulence, vitesse radiale, quantité des espèces). Les paramètres de la transition étant supposés connus, on essaie alors d'estimer les paramètres liés au nuage interstellaire grâce aux raies d'absorption.

Pour une ligne de visée et pour une transition données, il peut toutefois exister plusieurs nuages interstellaires aux conditions distinctes qui résultent en plusieurs composantes en absorption (que la résolution instrumentale permet ou non de séparer).

2.1.3 En pratique... plusieurs nuages sur plusieurs lignes de visée

En pratique, les raies que l'on observe sont symétriques et effectivement toujours reproductibles par des profils de Voigt (on observe des raies sur la partie Doppler de la courbe de croissance, sur la partie saturée et sur la partie amortissement). Cependant, avec *FUSE*, il est souvent difficile − le plus souvent impossible − de savoir si le profil est formé par une seule composante (un seul nuage) ou par plusieurs.

Nous pourrions ainsi nous trouver, sans le savoir, dans le cas de *plusieurs composantes* en absorption, correspondant à plusieurs nuages diffus dont la densité serait de l'ordre de quelques dixièmes de cm^{-3} et la température de l'ordre de quelques milliers de kelvin. Leur extinction est de l'ordre de $A_V \lesssim 2$. Entre ces nuages, le milieu est beaucoup moins dense ($n \sim 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-3}$) et beaucoup plus chaud ($T > 10^4\,\mathrm{K}$) et ne contribue pas notablement à l'absorption. D'autre part, en ce qui concerne le spectre global d'un amas stellaire, les lignes de visée vers les étoiles les plus brillantes sont privilégiées. Ainsi, un tel spectre représente en réalité non pas la moyenne des lignes de visée, mais la combinaison des spectres individuels pondérés par la luminosité des étoiles.

L'hypothèse simple d'un *nuage homogène devant une source étendue uniforme* a cependant été utilisée en première approximation pour toutes les cibles extragalactiques dont la composition du gaz neutre a été observée avec *FUSE* (voir chapitre 3). Nous discutons l'importance de la présence éventuelle de plusieurs nuages et/ou lignes de visée sur la détermination des densités de colonne dans le chapitre 5.

2.2 Ajustement des profils des raies

2.2.1 Description de la méthode

Une méthode particulièrement puissante pour déterminer la quantité d'une espèce à partir d'une de ses raies d'absorption consiste à utiliser les informations fournies par le *profil* de la raie. Plus précisément, on estime la *densité de colonne*, définie comme

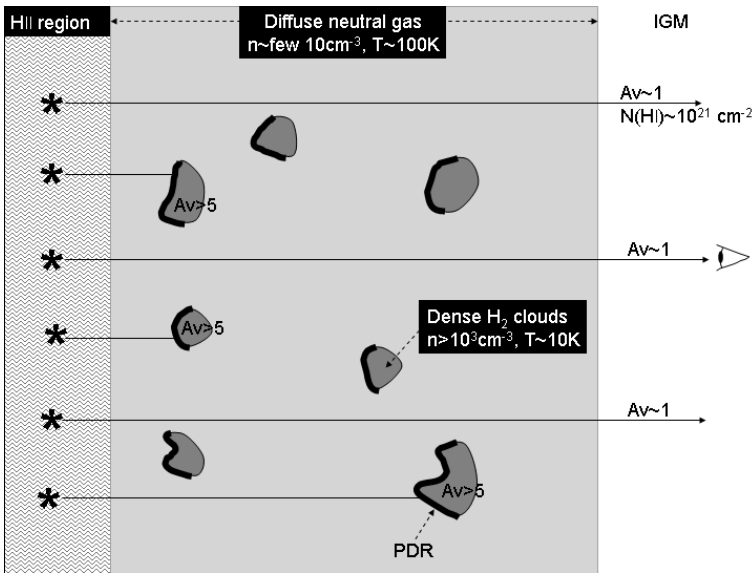


FIG. 2.1 – Une illustration de l'interface entre le gaz ionisé de la région H II (à gauche) et le gaz neutre environnant (à droite). Les nuages H_2 denses qui sont enchâssés dans le gaz diffus sont opaques aux photons UV lointain ; ces lignes de visée ne contribuent donc pas au spectre global d'absorption. Les lignes de visée croisant le gaz diffus neutre uniquement permettent en revanche d'observer un spectre non nul sur lequel viennent se superposer des raies d'absorption des espèces interstellaires.

le nombre d'une espèce donnée par unité de surface sur une ligne de visée (voir section 2.2.3). C'est la méthode employée dans ce travail de thèse pour analyser le contenu en métaux des galaxies bleues compactes (voir chapitre 3) et des régions H II géantes (chapitre 4). Une autre méthode utilise la largeur équivalente de la raie et la construction de la *courbe de croissance* (voir annexe 2.A dans ce chapitre). Noter que plusieurs études ont utilisé les deux méthodes dans le cas de cibles extragalactiques et trouvent des résultats en accord dans les barres d'erreurs (voir par exemple Savaglio et al. 2004).

Autour des raies interstellaires que l'on cherche à analyser, on choisit des fenêtres de calcul, larges de quelques angströms au plus. Les profils sont ajustés à l'aide du programme `Owens`, développé a l'Institut d'Astrophysique de Paris par Martin Lemoine et l'équipe française de *FUSE*. Une description peut être trouvée dans Lemoine et al. (2002) et Hébrard et al. (2002). Cette procédure permet d'analyser *simultanément* les raies de plusieurs espèces dans des nuages aux conditions différentes. `Owens` minimise le χ^2 entre un spectre synthétique et le spectre observé, en agissant de manière itérative sur tous les paramètres laissés libres, tels que les paramètres physiques (température T, vitesse radiale v, vitesse turbulente $v_{\rm turb}$, quantité des espèces, ...) et les paramètres de l'ajustement (forme et intensité du continu, niveau zéro, décalages des fenêtres de calcul, ...). Le χ^2 est défini comme :

$$\chi^2 = \Sigma_{i=1}^{n} \frac{(y_i - x_i)^2}{\sigma_i^2}, \tag{2.2}$$

où n est le nombre de paramètres libres, x_i les paramètres en question, y_i leur estimation théorique et σ_i les incertitudes sur chaque paramètre.

La procédure `Owens` est spécialement adaptée aux spectres en UV lointain, riches

en raies d'absorption. En effet, elle permet d'ajuster simultanément les profils de toutes les raies dans un spectre, et notamment d'étudier des raies mélangées avec le moins d'erreurs systématiques possibles. Par exemple, une raie de Fe II, mélangée avec du H_2 Galactique peut tout de même être utilisée pour contraindre la densité de colonne de Fe II car la densité de colonne du H_2 Galactique (et par conséquent le profil des raies) est très bien contrainte par toutes les autres raies non mélangées ajustées simultanément. C'est une des raisons pour laquelle nous incluons dans les ajustements des fenêtres où se trouvent des raies d'hydrogène moléculaire de la Voie Lactée. D'autre part, en analysant simultanément des raies qui sont présentes dans 2 à 4 canaux de détection différents, on réduit les possibles erreurs systématiques sur le choix du continu, les décalages entre les expositions, la valeur de la fonction d'appareil, etc... (voir les sections suivantes). Enfin, l'ajustement simultané de plusieurs raies de la même espèce permet de minimiser les erreurs systématiques sur les données atomiques des transitions (longueur d'onde théorique λ, force d'oscillateur f).

Nous listons ci-après les paramètres les plus importants de l'ajustement des profils. Ces paramètres sont soit liés à l'instrument, soit liés à la physique des nuages que nous observons. Ils peuvent être considérés dans la procédure `Owens` comme des paramètres libres, ou être fixés.

2.2.2 Paramètres liés à l'instrument *FUSE*

Flux zéro

Il peut exister une lumière résiduelle (diffusion de la lumière dans l'instrument, bruit électronique, rayons cosmiques, ...) qui induit une valeur minimum du flux non nulle. L'ajustement des profils peut être faussé par une mauvaise estimation de ce paramètre. Le niveau *zéro* peut être déterminé à l'aide des raies fortement saturées, le flux devant être nul en leur cœur. À raison d'au moins une raie saturée par canal de détection, on estime le flux zéro que l'on applique en première approximation à toutes les autres fenêtres de calcul de ce canal.

Décalage relatif des fenêtres de calcul

Les canaux de détection ne sont pas calibrés de la même manière et avec la même précision. Les fenêtres spectrales observées dans des canaux différents peuvent être décalées les unes par rapport aux autres (voir section 1.3.2). D'autre part, des phénomènes d'étirement ou de contraction de l'échelle de longueur d'onde nécessitent de recaler des fenêtres spectrales appartenant à un même canal. Il existe ainsi un paramètre par fenêtre de calcul, correspondant à un décalage relatif par rapport à une position de référence. Noter qu'il est nécessaire d'analyser au moins des raies de deux espèces possédant des vitesses radiales différentes pour contraindre la valeur la plus probable d'un paramètre. Les décalages mesurés sont généralement de l'ordre de $\pm 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$.

Fonction d'appareil

La fonction d'appareil (*Line Spread Function*, LSF) est par définition la réponse instrumentale à une raie infiniment fine. Pour cette raison, on la nomme parfois réponse impulsionnelle. Pour l'observation d'une source ponctuelle dans la fente, on s'attend

à un élargissement de forme gaussienne d'environ 12 pixels (c'est-à-dire $\approx 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, Hébrard et al. 2002). Cependant, la LSF peut varier d'un bout à l'autre du domaine de *FUSE*, et selon le canal considéré.

Élargissement de raies supplémentaire dû à l'observation

Il est possible de choisir le paramètre LSF comme étant libre dans `Owens`, et de déterminer sa valeur la plus probable dans chaque fenêtre de calcul. Pour ce faire, on utilise non seulement les raies intrinsèques au MIS de la cible étudiée, mais aussi les raies du MIS Galactique sur la ligne de visée. Les valeurs que nous mesurons sont la plupart du temps plus grandes dans l'étude de sources étendues que l'élargissement instrumental théorique pour une source ponctuelle. Il semble qu'il existe d'autres sources d'élargissement. L'une de ces sources est purement liée au processus de traitement des données et provient des erreurs dans la co-addition des expositions pour obtenir le spectre total de chaque canal. L'addition nécessite d'aligner les expositions entre elles. Cette procédure se révèle particulièrement incertaine pour les sources faibles à cause du faible rapport signal-sur-bruit de chaque exposition. Cela introduit des erreurs dans l'alignement qui peuvent causer des élargissements de ≈ 10 pixels.

2.2.3 Paramètres physiques

Continu

Le continu à partir duquel est mesurée l'absorption des espèces est d'origine stellaire. On modélise sa forme par un polynôme de degré adéquat. Plus on utilise des fenêtres de calcul larges, plus le degré choisi doit être élevé pour reproduire les variations du spectre. En pratique, on se limite à des fenêtres de 5-6 Å de large. Le continu adopté doit ajuster les données aux endroits où il n'y a pas d'absorption interstellaire. De plus, il doit pouvoir être prolongé de part et d'autre de la fenêtre de calcul tout en restant en accord avec les données.

Largeur intrinsèque des raies ($v_{\mathbf{turb}}$, T)

La largeur intrinsèque des raies est due à l'élargissement thermique et à la turbulence dans les nuages interstellaire (voir annexe 2.A dans ce chapitre). Si les raies que l'on observe en absorption sont le fruit d'une seule composante (un seul nuage), alors la turbulence domine[1] et $b \approx v_{\mathrm{turb}}$. S'il existe en réalité plusieurs composantes que l'on ne peut distinguer, alors la vitesse turbulente que l'on mesure à partir de la raie globale n'a plus le même sens physique (Hobbs 1974). En effet, dans ce cas la largeur de la raie est due à la distribution des nuages absorbants répartis sur les multiples lignes de visée. Notons que pour chacune des composantes, la température peut alors ne plus devenir négligeable par rapport à la vitesse turbulente.

[1]Si on suppose une vitesse turbulente de $v_{\mathrm{turb}} = 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, nous calculons que la température doit être d'au moins 5×10^5 K pour que la composante thermique contribue à hauteur de 50% de la largeur Doppler totale (calcul réalisé pour l'oxygène).

Élargissement de raies supplémentaire dû aux conditions physiques

La distribution spatiale des étoiles brillantes en UV lointain dans la fente d'observation introduit un élargissement supplémentaire des raies. Cet effet géométrique touche toutes les raies interstellaires sur la ligne de visée, qu'elles prennent leur origine dans l'objet étudié ou dans la Voie Lactée. En tenant compte de cet élargissement, on peut essayer de se ramener au cas de multiples lignes de visée devant un nuage aux conditions physiques et chimiques homogènes, et s'approcher ainsi encore un peu plus du cas réaliste discuté dans la section 2.1.3.

Densités de colonne (N)

C'est le paramètre qui nous intéresse spécialement. Ce paramètre représente la quantité d'une espèce donnée par unité de surface sur une ligne de visée. On l'exprime en cm^{-2}, le plus souvent en unité logarithmique.

Vitesses radiales (v)

Ce paramètre représente la vitesse d'une espèce (ou d'un groupe d'espèce), calculée en utilisant les raies ajustées. En combinant les informations sur toutes les raies disponibles pour une espèce (ou un groupe d'espèces), la précision obtenue sur la vitesse radiale peut être meilleure que $20\,\mathrm{km\ s}^{-1}$ qui est la réponse impulsionnelle de *FUSE*.

2.2.4 Profil apparent

Dans le cadre de la méthode d'ajustement des profils, on ne peut distinguer facilement les différentes sources d'élargissement citées plus haut. On fera appel dans la suite de ce texte au paramètre *élargissement des raies* qui inclut toutes les sources, excepté l'élargissement intrinsèque des raies dû à la largeur Doppler, qui est traité comme un paramètre indépendant par `Owens`. Les raies d'absorption observées sont donc la convolution du profil théorique (voir annexe 2.A), de la réponse instrumentale et des différentes sources d'élargissement additionnelles :

$$I_{\mathrm{obs}}(\lambda) = [I_0(\lambda)e^{-\tau(\lambda)}] \otimes \Phi_{\mathrm{SF}}(\lambda) \otimes \Phi_{\mathrm{ext}}(\lambda), \tag{2.3}$$

où Φ_{SF} est la réponse instrumentale, en première approximation assimilable à une gaussienne, et Φ_{ext} correspond aux autres sources d'élargissement. Dans les analyses que nous évoquons dans ce rapport, nous supposerons que Φ_{ext} est également une gaussienne. Notons que lors de la convolution des deux fonctions $\Phi_{\mathrm{SF}}(\lambda) \otimes \Phi_{\mathrm{ext}}(\lambda)$, les largeurs s'additionnent quadratiquement. Après convolution, les raies peuvent paraître non saturées alors que leur profil théorique l'est. Il est donc nécessaire de bien estimer le paramètre *élargissement des raies* représentant la fonction $\Phi_{\mathrm{SF}}(\lambda) \otimes \Phi_{\mathrm{ext}}(\lambda)$. Une méthode consiste à examiner les raies de H_2, dont la largeur Doppler est relativement faible. Elles permettent ainsi d'estimer une valeur limite supérieure à l'*élargissement des raies*. La procédure `Owens` peut également, si on le souhaite, laisser ce paramètre libre, autorisant le calcul de sa valeur la plus probable.

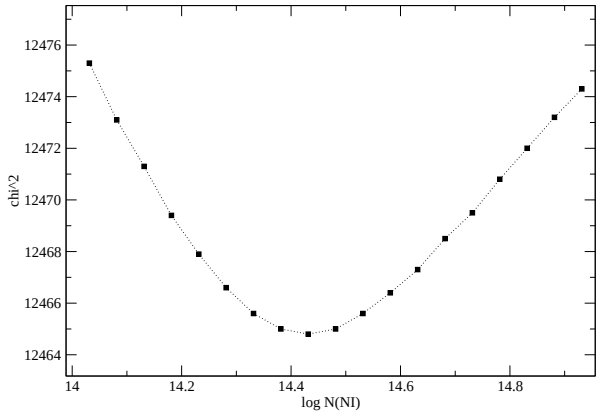


FIG. 2.2 – Exemple de courbe de $\Delta\chi^2$. On peut voir la variation du χ^2 pour plusieurs valeurs contraintes de la densité de colonne de N I dans les spectres de la galaxie bleue compacte IZw36. Grâce à une telle courbe, on estime les erreurs statistiques autour de la densité de colonne la plus probable.

2.2.5 Calcul des erreurs

L'ajustement des profils des raies peut mener à un minimum local dans l'espace des paramètres libres. Il est éventuellement possible de savoir si le minimum est local en calculant les variations du χ^2 en fonction d'un ou plusieurs paramètres. On peut alors s'orienter vers des jeux de paramètres résultant en un χ^2 plus faible, c'est-à-dire permettant de mieux reproduire les données, et parvenir au minimum global.

Les erreurs sur la détermination d'un paramètre lors d'un ajustement sont de deux types : les erreurs *statistiques* liées au bruit sur les données, et les erreurs *systématiques* liées aux hypothèses de travail (choix de la LSF, nombres de composantes, etc...).

Les variations du χ^2 sont un moyen d'estimer les barres d'erreurs statistiques. La méthode consiste à lancer la routine d'ajustement des profils `Owens` plusieurs fois, en contraignant plusieurs valeurs du paramètre dont on veut estimer les erreurs (par exemple la densité de colonne d'une espèce), et en calculant pour chaque valeur le χ^2 minimum de l'ajustement. On obtient alors une courbe qui trace le $\Delta\chi^2$ (différence entre le χ^2 d'un ajustement contraint et le χ^2 minimum global). Dans le cas où le χ^2 est du même ordre de grandeur que le nombre de degrés de liberté (nombre de pixels + nombre de paramètres libres), une augmentation du χ^2 de n unités par rapport au minimum global correspond à une barre d'erreur à $\sqrt{n}\ \sigma$. Ceci suppose que les erreurs sont gaussiennes. Les figures 2.2, 2.3 et 2.4 donnent des exemples de courbes de $\Delta\chi^2$.

Des paramètres tels que le choix de la valeur de l'*élargissement des raies*, la forme du continu, l'intensité du continu, ou la valeur du niveau "zéro" sont des paramètres libres de l'ajustement (bien qu'ils puissent être contraints au besoin). Les erreurs estimées par la méthode du χ^2 *incluent* les incertitudes liées à ces paramètres.

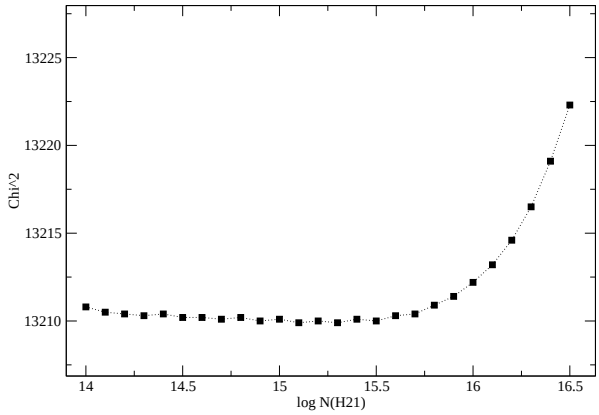


FIG. 2.3 – Exemple de courbe de $\Delta\chi^2$. Ici l'on voit la courbe pour la densité de colonne de $H_{2,J=1}$ dans IZw36. Le χ^2 n'augmente pas vers les densités de colonne les plus faibles. Ceci signifie qu'on n'est pas en mesure d'isoler une valeur la plus probable, $H_{2,J=1}$ n'est pas détecté. On peut en revanche calculer une limite supérieure à $n\sigma$.

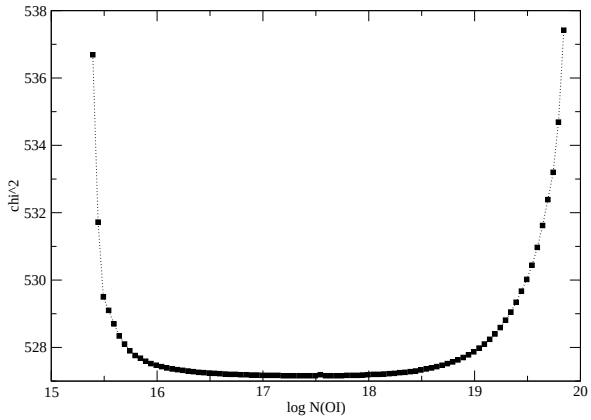


FIG. 2.4 – Exemple de courbe de $\Delta\chi^2$ pour la densité de colonne de O I dans IZw36 en utilisant uniquement la raie saturée à 1039.23 Å. Dans ce cas, on voit que la détermination de la densité de colonne est très incertaine car le χ^2 ne varie pas significativement sur plus de deux ordres de grandeur.

2.3 Raies analysables dans le domaine de *FUSE*

Hydrogène

potentiel d'ionisation : IP(H I)=13.6 eV

L'origine des raies d'absorption de H I est principalement interstellaire dans le cas où les étoiles O dominent le spectre de la population stellaire. En revanche, lorsque la flambée d'étoiles est plus ancienne, et que les étoiles B commencent à dominer, la contribution du H I photosphérique n'est plus négligeable (Gonzalez Delgado et al.

1997).

On a accès avec *FUSE* à toutes les raies de résonance de l'hydrogène neutre sauf Lyman α qui est observable avec HST/*STIS* et *IUE*. En pratique, la meilleure contrainte sur la densité de colonne de H I est donnée par Lyβ dont les ailes d'amortissement sont visibles dans la plupart des systèmes riches en gaz que nous étudions (galaxies irrégulières, bleues compactes, régions H II géantes). D'un point de vue observationnel, des problèmes peuvent intervenir si la composante intrinsèque à l'objet étudié se mélange avec la composante H I de notre Galaxie. Dans ce cas, les larges profils des deux raies Lyβ se confondent, et il est particulièrement difficile d'évaluer une densité de colonne précise. La détermination est facilitée par exemple si l'on sait *a priori* que la composante Locale est négligeable par rapport à celle de l'objet et qu'elle ne montre pas de profil d'amortissement.

Les autres raies de la série de Lyman à part Lyβ ne montrent le plus souvent que des profils saturés. On ne les utilise donc pas à cause de possibles erreurs systématiques sur la détermination de la densité de colonne. Cependant en tant que raies saturées, elles peuvent donner une forte contrainte sur l'*élargissement des raies*. On peut donc évaluer la densité de colonne du H I avec les ailes de Lyβ et vérifier la compatibilité de l'élargissement utilisé grâce aux autres raies, saturées (en pratique on reporte la solution obtenue sans faire de nouveaux ajustements). Ceci est particulièrement utile lorsque la composante Galactique Lyβ est saturée ; son profil est alors fortement dépendant de l'*élargissement des raies*. Noter cependant que les raies de la série de Lyman d'ordre supérieur à Lyβ se trouvent dans des fenêtres spectrales riches en raies d'absorption. En particulier, pour les raies vers 920-950 Å, les raies de H I et O I sont systématiquement mélangées.

Carbone
IP(C I)=11.3 eV, IP(C II)=24.4 eV, IP(C III)=47.9 eV

Des raies de C I sont présentes dans le domaine de *FUSE*. Elles font partie de multiplets et sont difficilement séparables et identifiables dans les spectres extragalactiques, en raison des diverses causes d'élargissement des raies (voir section 2.2).

La raie à 1036.34 Å de l'espèce C II est toujours détectée ; elle est d'origine interstellaire. Elle est cependant systématiquement saturée dans tous les spectres étudiés.

L'état d'ionisation encore supérieur C III (potentiel d'ionisation 47.9 eV) est observable grâce à la raie à 977.02 Å. Cette raie ne nous renseigne pas quant à la composition chimique du gaz neutre et peut être contaminée par l'absorption des atmosphères et vents stellaires. Nous observons également un multiplet C III à 1175.6 Å révélant un profil P Cygni typique des vents stellaires des étoiles massives. Ce n'est pas une raie de résonance ; elle est donc purement d'origine stellaire. Dans le cas d'un spectre d'une population stellaire, ce profil est en fait la combinaison des P Cygni de toutes les étoiles massives. Cette raie est un outil particulièrement puissant pour estimer les propriétés de la population stellaire (voir par exemple Pellerin et al. 2002 ; Robert et al. 2003). En effet le profil combiné est fortement dépendant de l'âge et de la métallicité de la population stellaire.

Azote
IP(N I)=14.5 **eV, IP(N II)**=29.6 **eV**

Nous avons accès à l'état d'ionisation N I par l'intermédiaire des différents multiplets (à $\sim$ 1134, $\sim$ 963 et $\sim$ 953 Å). Les raies des multiplets ont des forces d'oscillateurs variées, permettant en général une bonne contrainte sur la détermination de la densité de colonne.

N II est également observable avec la raie à 1083.99 Å d'origine interstellaire, au bord du canal de détection *SiC2B*. Elle est souvent fortement saturée.

Oxygène
IP(O I)=13.6 **eV, IP(O V)**=113.9 **eV, IP(O VI)**=138.1 **eV**

Nous observons de nombreuses raies de O I. La plus forte, à 1039.23 Å, est le plus souvent saturée. D'autre part, le continu est particulièrement difficile à estimer dans cette région où se trouvent des émissions géocoronales et le large profil stellaire P Cygni O VI (voir paragraphe suivant). Elle peut cependant fournir une bonne contrainte sur l'*élargissement des raies* des espèces du gaz neutre. D'autres raies de O I sont observées à des longueurs d'ondes plus faibles, mais la possibilité de les ajuster dépend fortement du spectre étudié (en particulier selon les vitesses radiales des composantes intrinsèques et Galactiques). Notons les raies à 976.45, 971.74, 950.89, 936.63, 929.52 et 924.95 Å ; ces trois dernières ont des forces d'oscillateurs relativement faibles permettant d'observer des raies non saturées pourvu qu'elles ne soient pas mélangées avec d'autres raies interstellaires.

Une raie de l'état d'ionisation O VI est visible à 1031.93 Å. Elle fait partie d'un doublet dont la deuxième composante à 1037.62 Å est mélangée avec la raie de C II à 1036.34 Å. C'est une raie interstellaire dont la vitesse radiale est du même ordre que les autres raies interstellaires (bien que l'on observe un décalage vers le bleu de quelques dizaines de km s^{-1} au plus, voir section 3.4.1). O VI trace le gaz interstellaire chaud ionisé à des températures de 10^5-10^6 K. Ces transitions de O VI sont aussi observées dans des raies stellaires larges de plus de 1000 km s^{-1}. Les profils sont du type P Cygni et contaminent la raie interstellaire H I Lyβ.

Silicium
IP(Si I)=8.2 **eV, IP(Si II)**=16.3 **eV**

La seule raie de silicium observable dans le domaine de *FUSE* est la raie de Si II à 1020.70 Å. Elle se trouve sur l'aile gauche de la raie H I Lyβ mais reste facilement analysable.

Phosphore
IP(P I)=10.5 **eV, IP(P II)**=19.8 **eV, IP(P III)**=30.2 **eV, IP(P IV)**=51.4 **eV**

Le phosphore n'est pas un élément exceptionnellement abondant dans l'univers, mais certains de ses états d'ionisation possèdent des transitions aux forces d'oscillateur relativement élevées. On trouve des raies de P II à 961.04, 963.80 et 1152.82 Å (la raie à 1124.95 Å est généralement en dessous du seuil de détection). Les deux premières sont mélangées avec des raies interstellaires de N I. La troisième est isolée et facilement analysable.

Une raie de P IV provenant du gaz interstellaire ionisé et/ou des atmosphères stellaires est observable à 950.66 Å. Selon les spectres, on peut trouver le doublet P V stellaire (1118.0 et 1128.0 Å).

Soufre

IP(S I)=10.4 **eV**, **IP(S II)**=23.3 **eV**, **IP(S III)**=34.8 **eV**

On observe une raie de S III à 1012.50 Å dont les origines probables sont le gaz interstellaire et les vents des étoiles. Aucune raie de S II, qui devrait être l'état d'ionisation dominant dans le gaz neutre, n'est détectée dans le domaine spectral couvert par *FUSE*.

Argon

IP(Ar I)=15.8 **eV**

Deux raies d'Ar I sont observables, l'une à 1048.22 Å et l'autre environ deux fois plus faible à 1066.66 Å. Cette dernière peut être mélangée avec des raies photosphériques de Si IV à 1066.61, 1066.64 et 1066.65 Å.

Fer

IP(Fe I)=7.9 **eV**, **IP(Fe II)**=16.2 **eV**, **IP(Fe III)**=30.7 **eV**

Le Fe II est l'espèce la plus représentée en transitions observables dans *FUSE*. On trouve en général dans un même spectre des raies à peine détectées jusqu'à des raies fortement saturées. C'est l'espèce dont la densité de colonne est la mieux contrainte.

Une raie de Fe III, probablement contaminée par l'absorption des atmosphères stellaires est visible à 1122.53 Å.

En résumé

Pour toutes les espèces discutées précédemment, excepté le soufre, l'état d'ionisation dominant dans la phase neutre est disponible. Toutefois, de possibles corrections d'ionisation faisant intervenir Ar II, O II, Fe I, Si I ou encore P I ne peuvent être discutées observationnellement avec les données *FUSE*. Il faut alors utiliser des modèles de photoionisation de manière à estimer la contribution des autres états d'ionisation de chaque espèce. Cependant, des espèces telles que P I et P III peuvent être observées avec HST/*STIS*, permettant de calculer les densités de colonne des trois états d'ionisation (en plus de P II accessible avec *FUSE*). Notons que parmi les éléments du gaz neutre dont les espèces sont observables avec *FUSE*, Fe, Si, N, O et Ar sont également observés dans le gaz ionisé par l'intermédiaire de leurs raies d'émission, rendant ainsi possible la comparaison directe entre les gaz neutre et ionisé.

2.A Profils théoriques des raies d'absorption

Nous présentons dans cette partie les processus qui déterminent le profil des raies d'absorption dans le cas d'une ligne de visée unique traversant un seul nuage interstellaire.

Profils de Voigt

Considérons la transition d'une espèce dont la fréquence "au repos" est $\nu_0 = c/\lambda_0$. Pour une vitesse donnée, toute l'absorption se fait à la fréquence ν_0. Cependant, la vitesse des atomes sur la ligne de visée suivant une distribution de Maxwell, le coefficient d'absorption suit une loi identique :

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_{\mathrm{D}}} \times e^{-(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_{\mathrm{D}}})^2} \tag{2.4}$$

Pour une espèce de masse M_{i}, la largeur *Doppler* $\Delta\nu_{\mathrm{D}}$ est donnée par :

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \times \sqrt{\frac{2kT}{M_{\mathrm{i}}} + v_{\mathrm{turb}}^2} = \frac{\nu_0}{c} \times b, \tag{2.5}$$

où k désigne la constante de Boltzmann et v_{turb} la vitesse turbulente. Le premier terme dépend de la masse et rend compte de l'agitation thermique. Le second est dû à la vitesse turbulente des espèces, qui est indépendante de la masse, et isotrope.

L'autre principale source d'élargissement des raies est l'élargissement dit *naturel*. La durée de vie t_n d'un niveau électronique n est inversement proportionnelle à la constante d'amortissement γ_n qui est la somme des probabilités d'Einstein. Le principe d'incertitude d'Heisenberg entre l'énergie et la durée de vie d'un niveau modifie le profil des raies d'absorption. Pour un niveau n on a :

$$dE_n \times t_n = \frac{h}{2\pi}, \text{ avec } t_n = \frac{1}{\Sigma_m A_{nm} + \Sigma_m B_{nm} J_\nu} < \frac{1}{\Sigma_m A_{nm}}, \tag{2.6}$$

où A_{nm} et B_{nm} sont les probabilités d'Einstein, et J_ν l'intensité moyenne du rayonnement à la fréquence ν. Le profil résultant est lorentzien :

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\pi} \times \frac{\delta_n}{\delta_n^2 + (\nu - \nu_0)^2}, \tag{2.7}$$

où $\delta_n = \gamma_n/4\pi = 1/4\pi t_n$. La largeur typique de l'élargissement naturel est $2\delta_n$. Le profil lorentzien peut être distingué du profil Doppler par la présence d'*ailes* (voir figure 2.5).

Les collisions entre atomes produisent un élargissement supplémentaire (également résultant en un profil lorentzien), mais ne contribue au profil total que dans les nuages très denses. Ceux-ci sont généralement suffisamment denses pour que le rayonnement UV lointain soit absorbé et que leur contribution aux spectres *FUSE* soit négligeable. Dans les milieux diffus que nous observons, l'élargissement dû aux collisions est négligeable.

Le profil total d'une raie d'absorption est une convolution de ces profils et est appelé un *profil de Voigt*. Pour les raies interdites, aux largeurs naturelles faibles, le profil Doppler domine la forme de la raie. Pour les raies permises, le profil Doppler domine dans le cœur de la raie, et les ailes présentent un profil d'amortissement.

Densités de colonne et courbe de croissance

Il est possible de déterminer la densité de colonne d'une espèce soit en étudiant le profil des raies, soit en construisant la courbe de croissance. L'avantage de cette

dernière est qu'elle fait intervenir la largeur équivalente, qui peut être utilisée que la raie soit résolue ou non ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda} < R$, R étant la résolution du spectre).

La courbe de croissance relie la largeur équivalente (W) des raies d'absorption à la densité de colonne N de l'espèce en question. La densité de colonne représente la quantité d'espèces absorbantes par unité de surface sur une ligne de visée donnée. La largeur équivalente d'une raie (en unités de longueur d'onde) est la largeur d'une raie rectangulaire bornée par le continu et le niveau zéro, ayant la même surface que la raie observée :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_c - I_\nu}{I_c} d(\lambda - \lambda_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_c - I_\nu}{I_c} d\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda \tag{2.8}$$

La courbe de croissance peut être décomposée en trois régimes.

- Le régime *linéaire* (également appelée partie Doppler). Dans ce régime on observe des raies optiquement minces. On est dans le cas où la profondeur optique au centre de la raie est $\tau_0 \ll 1$. Le profil est en première approximation gaussien. La densité de colonne est directement proportionnelle à la largeur équivalente :

$$N = 1.13\ 10^{20} \times \frac{W}{\lambda^2 f}, \tag{2.9}$$

  où f est la force d'oscillateur de la transition. λ et W sont exprimés en Å, N est exprimé en cm^{-2}.

- la partie *amortissement*. Les raies y sont optiquement épaisses. Le cœur Doppler est saturé et les ailes lorentziennes dominent. Ici, $\tau_0 \gg \frac{1}{a}$, où $a = \delta/\Delta\nu_D$ est le rapport des élargissements naturel et Doppler. La largeur équivalente est :

$$\frac{W}{\lambda} = \frac{2\pi^{5/4} e^2}{m_e c^2} \sqrt{\delta N f \lambda}, \tag{2.10}$$

  et donc $N \propto \frac{W^2}{\lambda^3 f}$.

- Palier de *saturation*. C'est le cas intermédiaire lorsque le cœur Doppler domine mais commence à saturer. On a alors $1 < \tau_0 < \frac{1}{a}$ et :

$$\frac{W}{\Delta\nu_D} \approx \textit{constante}. \tag{2.11}$$

  Dans ce cas, la largeur équivalente ne dépend plus en première approximation de la densité de colonne. Le profil saturé est peu sensible à la variation de la densité de colonne (voir par exemple la figure 2.4) mais peut être en revanche sensible à d'autre paramètres mal connus, induisant de ce fait des biais systématiques. Noter qu'à cause de la convolution des raies avec le profil instrumental, une raie saturée peut sembler ne pas l'être.

En résumé, une raie faible non saturée, ou à l'inverse une raie suffisamment forte pour faire apparaître des ailes d'amortissement, donne une bonne détermination de la densité de colonne. En pratique, dans nos spectres, seules les raies de H I Lyβ et Lyγ sont susceptibles de montrer des profils lorentziens.

Modifications possibles du profil des raies

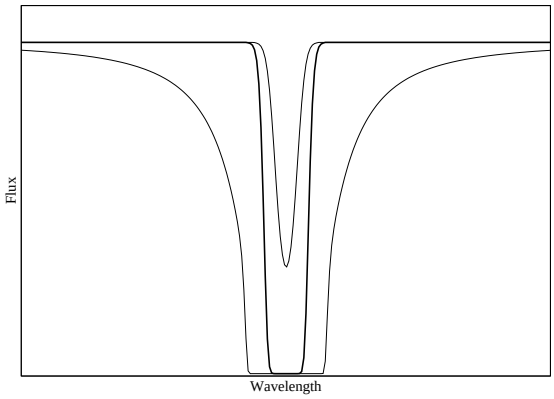


FIG. 2.5 – Illustration des différents régimes possibles des raies d'absorption. Quand la raie devient de plus en plus profonde, on passe de la partie linéaire à la partie saturation et à la partie amortissement où l'on distingue les ailes lorentziennes.

Les mouvements macroscopiques (atmosphère stellaire en expansion, rotation, etc...) dans les nuages interstellaires et les mouvements relatifs des nuages les uns par rapport aux autres introduisent un élargissement supplémentaire. On peut considérer cette contribution comme une convolution additionnelle avec un profil gaussien.

D'autre part, dans le cas particulier de l'observation d'une source étendue derrière un nuage interstellaire homogène, un autre élargissement des raies est dû à la position des sources dans le sens de la dispersion de la fente d'observation.

Chapitre 3
Les galaxies bleues compactes

Nous avons commencé par étudier les spectres FUSE *des galaxies bleues compactes. Ces objets peu évolués chimiquement sont idéaux pour comprendre la relation entre la formation d'étoiles et le milieu interstellaire environnant. Nous faisons l'hypothèse en première approximation de plusieurs lignes de visée croisant un nuage aux conditions physiques et chimiques homogènes. Nous présentons les résultats obtenus pour les galaxies IZw36 et IZw18, et comparons aux autres galaxies bleues compactes dont le gaz neutre a été étudié avec* FUSE. *Il apparaît que le gaz neutre a déjà été enrichi en métaux, et n'est donc pas de composition chimique primordiale. D'autre part, les métaux semblent être déficients dans dans la phase neutre par rapport à la phase ionisée.*

Sommaire

3.1 Propriétés des galaxies bleues compactes 36
3.2 Etude de la galaxie bleue compacte IZw36 37
3.2.1 Description 37
3.2.2 Méthode spécifique 37
3.2.3 Article publié AA/2004/4044 43
3.2.4 Commentaires 51
3.3 IZw36 parmi les autres galaxies bleues compactes 52
3.3.1 IZw18 52
3.3.2 NGC625 53
3.3.3 NGC1705 53
3.3.4 Markarian 59 53
3.3.5 SBS0335-052 54
3.4 Interprétation générale 54
3.4.1 Cinématique 54
3.4.2 Abondances chimiques 57

3.1 Propriétés des galaxies bleues compactes

Les galaxies naines pourraient être les premiers systèmes à s'effondrer et à former massivement des étoiles dans l'univers jeune. On soupçonne qu'elles sont les blocs primaires dans la construction des structures dans les modèles hiérarchiques, par accrétion de gaz et par coalescence (White & Rees 1978 ; Dekel & Silk 1986 ; Ikeuchi & Norman 1987). De nombreuses galaxies naines sont aussi présentes dans l'univers local, sous une forme relativement peu évoluée. Elles peuvent être considérées comme des analogues des galaxies *Lyman Break* observées dans l'univers lointain. Les naines irrégulières pourraient passer la plupart de leur temps dans une phase de formation d'étoiles constante et faible (par exemple IC1613, Skillman et al. 2003). Les *galaxies bleues compactes* apparaissent au contraire être les hôtes de formations d'étoiles très intenses et relativement courtes.

Les galaxies bleues compactes sont des objets dans un stade relativement peu évolué de leur évolution chimique, comme leur faible métallicité le suggère (entre 1/30 et 1/5 de la métallicité solaire). Cependant, ce ne sont pas des objets jeunes (pour la plupart des bleues compactes, voire toutes) au sens du temps écoulé depuis leur formation : des générations d'étoiles antérieures et relativement vieilles y sont le plus souvent détectées. La distribution des étoiles n'est pas la conséquence d'une structure plate en rotation, mais plutôt des mouvements aléatoires des étoiles, ce qui leur confère pour la plupart une forme assez sphéroïdale. Les galaxies bleues compactes pourraient d'ailleurs être le stade antérieur des galaxies naines sphéroïdales pauvres en gaz. Ces objets sont au contraire riches en gaz, et montrent une couleur bleue, signe d'une formation d'étoiles massives. Elles peuvent contenir jusqu'à des millions d'étoiles massives O-B. On pense que les sites de formation sont des super-amas d'étoiles, relativement denses. On peut en effet se représenter une galaxie bleue compacte comme un ensemble de plusieurs régions H II. Leur spectre d'émission est comparable à ceux des régions H II individuelles observées dans notre Galaxie ou dans les Nuages de Magellan. Les galaxies bleues compactes sont caractérisées par une histoire du taux de formation d'étoiles particulière : on pense que des flambées d'étoiles relativement courtes (quelques 10^6 ans) et intenses (0.01-10 $M_\odot\,yr^{-1}$, Thuan & Martin 1981) ont lieu épisodiquement, séparées par de longues périodes de quasi-inactivité (quelques 10^8 ans) (Hodge 1989 ; Searle et al. 1973). En effet, si le taux de formation d'étoiles actuel restait constant, l'important réservoir de gaz neutre (quelques $10^8\,M_\odot$, Thuan & Martin 1981) et moléculaire nécessaire pour former les étoiles serait consommé en un temps négligeable en comparaison avec l'âge de l'univers.

Certains modèles prévoient la formation de vents galactiques, bénéficiant de l'énergie fournie par les SNe. Ces vents seraient responsables de l'éjection hors de la galaxie des métaux produits lors de la flambée actuelle (voir chapitre 1). Ceci dépend toutefois fortement du potentiel gravitationnel de la galaxie et de la distribution en gaz neutre. Il existe des preuves observationnelles que des métaux sortent du plan des galaxies (Martin et al. 2002). Cependant, il n'est pas encore clair que ces métaux peuvent à terme quitter le potentiel gravitationnel de la galaxie ou que, à l'inverse, ils refroidiront et se disperseront à nouveau dans le disque.

Les galaxies bleues compactes de l'univers local sont des laboratoires idéaux pour étudier le lien entre le MIS et la formation d'étoiles dans des environnements de faible métallicité. Étant donné que seules les étoiles massives, à faible durée de vie, contribuent

essentiellement dans la fenêtre de l'UV lointain, les détails de l'histoire du taux de formation d'étoiles ne devraient logiquement concerner que les courtes flambées. Toutes ces propriétés en font donc des objets intéressants pour l'étude de leur phase neutre à l'aide d'instruments observant en UV lointain, pourvu que l'extinction en avant plan autorise l'échappement de suffisamment de photons UV.

D'un point de vue observationnel, les galaxies bleues compactes brillantes en UV sont très proches (quelques Mpc) et apparaissent étendues (typiquement quelques secondes d'angle). On est clairement dans le cas où de multiples lignes de visée contribuent au spectre global de l'objet, car ces galaxies contiennent vraisemblablement plusieurs super-amas d'étoiles ionisantes. Chaque ligne de visée croise plusieurs nuages aux propriétés physiques ($v_{\rm turb}$, T, v) et chimiques (N) différentes. Cependant, nous nous plaçons initialement dans l'hypothèse d'une source uniforme derrière un nuage homogène pour obtenir une première approximation des abondances gazeuses des éléments neutres.

3.2 Etude de la galaxie bleue compacte IZw36

3.2.1 Description

IZw36 est une galaxie cataloguée en 1971 par Zwicky, qui la décrit comme "une galaxie bleue compacte ayant fusionné avec une galaxie irrégulière Sc" (Zwicky & Zwicky 1971). Papaderos et al. (1996) la classe comme étant de type "iE", c'est-à-dire contenant plusieurs sites de formation stellaire (à comparer au type "nE" pour lequel la formation a lieu uniquement dans le noyau de la galaxie). Dans IZw36, on observe deux sites de formation, révélés par la présence de deux sources radio à 5 GHz (Viallefond & Thuan 1983). Le fait qu'IZw36 forme des étoiles dans deux lieux différents a également pu être mis en évidence par l'observation de plateaux dans le diagramme B-R en fonction du rayon (Papaderos et al. 1996). La principale région de formation se trouve au centre de la galaxie, bien qu'un peu décalée (c'est là encore une caractéristique des types iE). Le taux de formation d'étoiles serait d'environ $2.5 \times 10^{-2}\,\mathrm{M}_\odot$/an (Schulte-Ladbeck et al. 2001). Deux modèles d'histoire de la formation d'étoiles sont en accord avec les observations : une flambée instantanée (d'une durée de 3 millions d'années) et une formation continue (7 millions d'années).

Les observations dans le proche infrarouge, corrigées de la contribution des poussières et du gaz ionisé, indiquent la présence d'une population de vieilles étoiles de type G et K (Schulte-Ladbeck et al. 2001). Sa luminosité vient pour parts égales des étoiles de la flambée actuelle et de la population ancienne. Cette dernière représente cependant la masse stellaire dominante. La masse totale de H I dans IZw36 est $\sim 4 \times 10^7\,\mathrm{M}_\odot$. La masse calculée d'après le théorème du viriel est environ cinq fois plus grande (80% de la masse n'est pas sous forme de H I). Cette masse manquante pourrait être due à la présence de gaz moléculaire H_2, à la vieille population stellaire ou à de la masse non baryonique.

3.2.2 Méthode spécifique

Le spectre de IZW36 est montré dans les figures 3.2, 3.3 et 3.4. Les multiples lignes de visée croisent certainement plusieurs nuages aux propriétés différentes. Nous

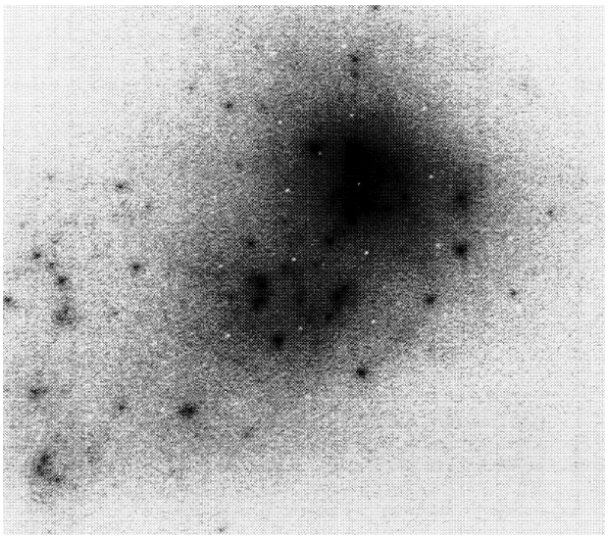


FIG. 3.1 – Image HST/*FOC* de IZw36 à travers le filtre F342W. Champ de 11"×11". Source : Deharveng et al. (1994).

choisissons cependant de nous placer dans le cas simple d'une source uniforme derrière un nuage homogène. Les densités de colonne déduites des profils intégrés des raies d'absorption peuvent être considérées comme des valeurs *globales* sur ces nuages. Ce ne sont des valeurs *moyennes* car les différentes lignes de visée ne participent pas toutes de la même manière au spectre total, selon que l'étoile est plus ou moins brillante dans l'UV lointain. Il faut donc être conscient que les résultats sont trouvés à partir d'une hypothèse qui est celle d'une composante en absorption unique. C'est un premier pas nécessaire vers la détermination d'abondances utilisant des raies d'absorption de régions extragalactiques avec *FUSE*.

La méthode utilisée consiste à répartir les espèces observées dans différents groupes. Chaque groupe est défini par un jeu de paramètres $v_{\rm turb}$, T et v et par les densités de colonne des espèces qu'il contient. Idéalement, un groupe décrit un unique nuage interstellaire, par ses conditions physiques et sa composition chimique. On choisit un groupe pour les espèces présentes principalement dans le gaz diffus neutre (c'est-à-dire H I, N I, O I, Si II, P II, Ar I et Fe II), un groupe pour l'hydrogène moléculaire H_2, un pour le gaz coronal tracé par O VI, et un dernier groupe pour les espèces de moindre importance, principalement des espèces dans des états d'ionisation élevés.

Dans le gaz diffus neutre, nous supposons que les espèces N I, O I, Si II, P II, Ar I et Fe II représentent l'état d'ionisation dominant de leur élément. Toutefois, les états d'ionisation supérieurs que nous ne détectons pas pourraient aussi être présents dans cette phase. Les corrections d'ionisation correspondantes sont généralement négligeables dans les systèmes où la densité de colonne d'absorbants est suffisamment grande (par exemple dans les *Damped Lyman α systems* (DLAs), Vladilo et al. 2001). Dans les spectres de DLAs obtenus en optique, ou dans les spectres UV et UV lointain des galaxies à flambée de formation d'étoiles, la densité de colonne de H I est toujours $\gtrsim 10^{20.3}\,{\rm cm}^{-2}$, au-dessus du seuil de $10^{19.5}\,{\rm cm}^{-2}$ nécessaire pour écranter les photons ayant des énergies de $\lesssim 100$ eV. Cependant, dans le cas ou de multiples composantes ayant chacune $N({\rm H\,I}) < 10^{19.5}\,{\rm cm}^{-2}$ contribuent au profil global (voir chapitre 5), les corrections d'ionisation peuvent devenir importantes (au moins pour Si II, N I et O I, Viegas 1995). Les corrections dues au fait que l'azote et l'argon existeraient sous forme ionisée de N II er Ar II ne devraient pas excéder respectivement 0.15 et 0.7 dex (Sofia & Jenkins 1998).

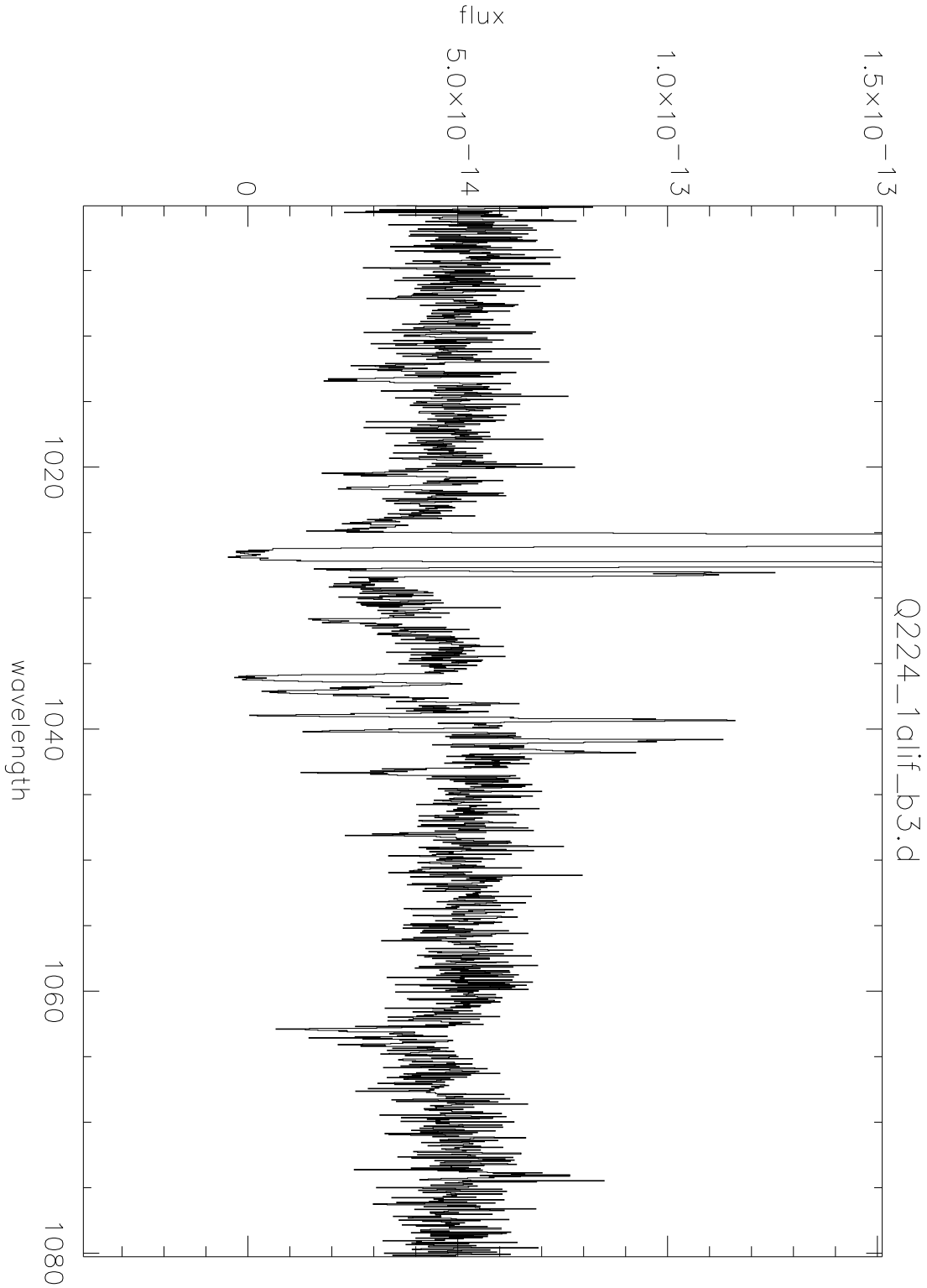


FIG. 3.2 – Partie du spectre *FUSE* de IZw36. Observation avec la fente LWRS (programme Q224). On montre ici le spectre du canal *LiF1A*.

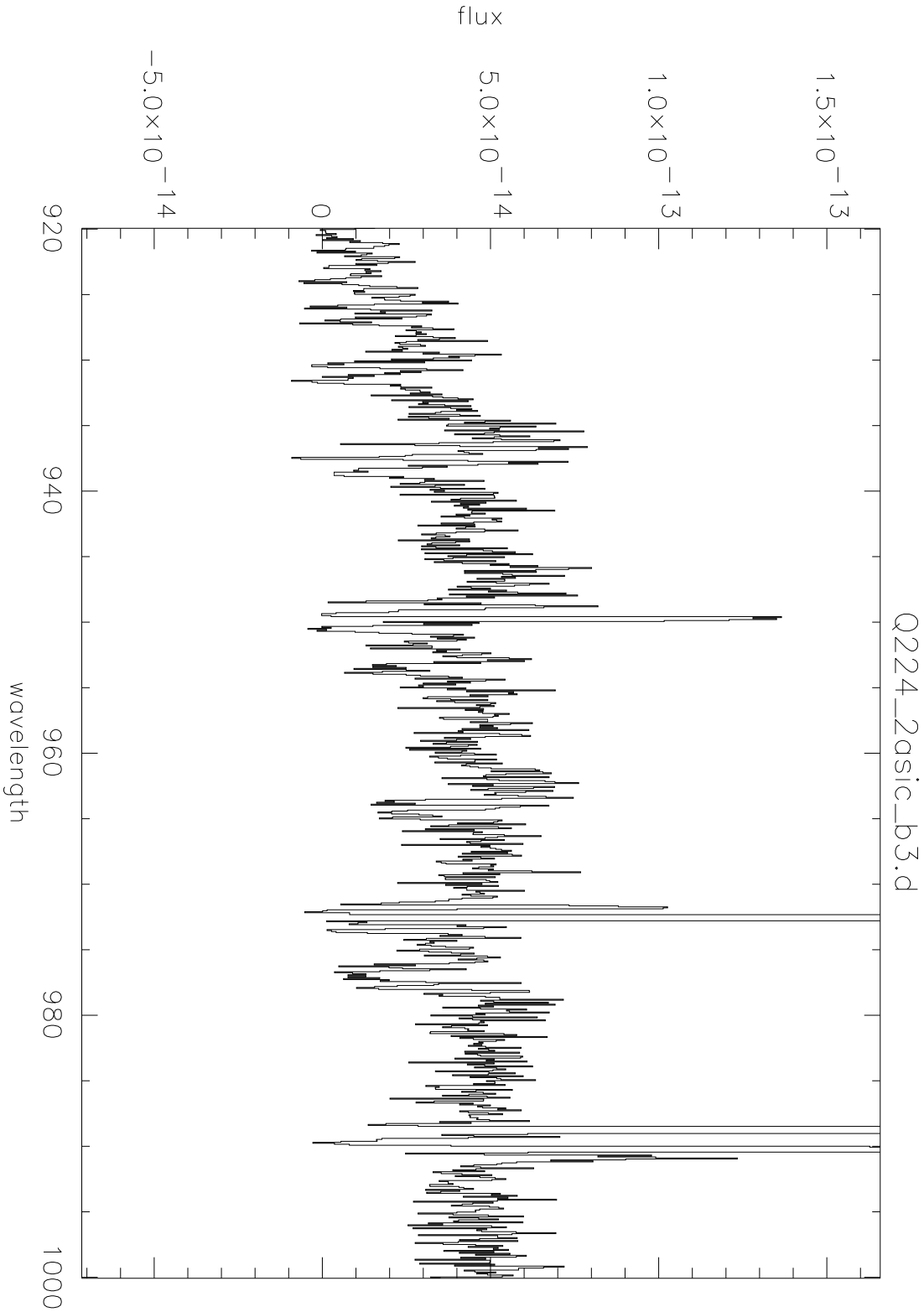


FIG. 3.3 – Partie du spectre *FUSE* de IZw36. Observation avec la fente LWRS (programme Q224). On montre ici le spectre du canal *LiF2A*.

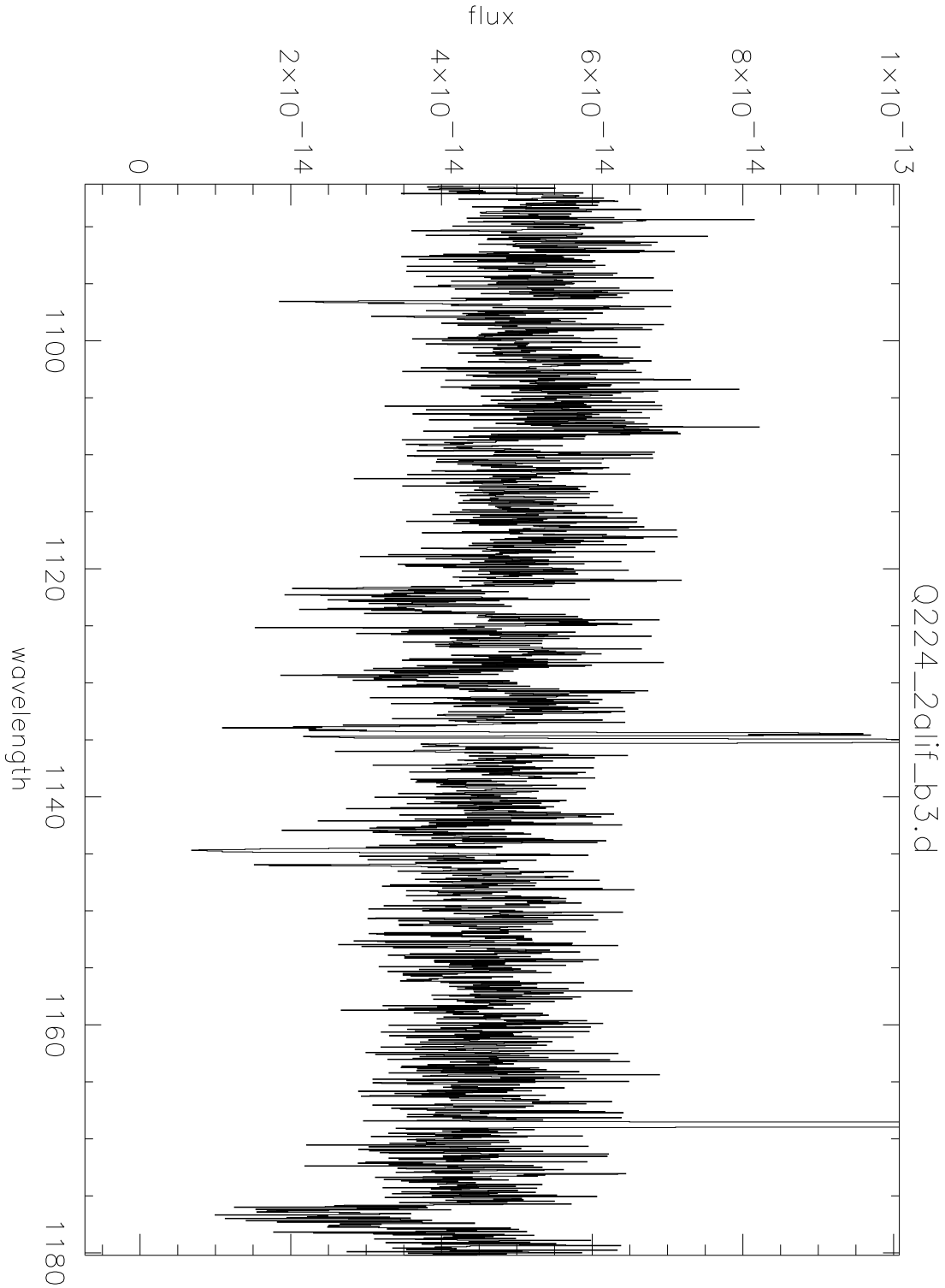


FIG. 3.4 – Partie du spectre *FUSE* de IZw36. Observation avec la fente LWRS (programme Q224). On montre ici le spectre du canal *SiC2A*.

3.2.3 Article publié AA/2004/4044

L'article qui suit concerne les résultats obtenus pour la galaxie bleue compacte IZw36. En utilisant la méthode de l'ajustement des profils des raies d'absorption, nous mesurons en particulier les densités de colonne de H I, N I, O I, Si II, P II, Ar I et Fe II. En supposant que la structure d'ionisation du milieu neutre est telle que ces espèces s'identifient totalement aux éléments respectifs, nous déduisons les abondances chimiques. Les abondances de N, Ar et Fe sont trouvées plus faibles dans le gaz neutre que dans le gaz ionisé. En particulier, la valeur limite supérieure sur l'abondance de l'argon – utilisant la densité de colonne de Ar I – est très faible. Au contraire, le silicium et l'oxygène sont similaires aux valeurs du gaz ionisé. Notons que les barres d'erreurs sur les abondances dans le gaz neutre de ces deux éléments sont particulièrement grandes.

Nous expliquons la faible abondance de l'argon dans le gaz neutre par des effets d'ionisation. En effet, Ar I peut être facilement ionisé sous forme de Ar II dans un milieu peu dense. En utilisant ainsi uniquement Ar I pour estimer l'abondance de l'argon, nous commettrions une erreur systématique.

L'abondance de l'oxygène est mal déterminée, à cause d'effets de saturation des raies de O I. Cependant, en utilisant le phosphore comme traceur (voir annexe C), nous trouvons que la détermination indirecte de l'abondance de l'oxygène est plus faible que la valeur du gaz ionisé.

Enfin, l'azote, qui ne devrait pas souffrir de corrections d'ionisation importantes (quoiqu'il en soit, inférieures à celles nécessaire pour l'argon), est également moins abondant dans le gaz neutre.

A&A 415, 55–61 (2004)
DOI: 10.1051/0004-6361:20034592
© ESO 2004

Astronomy & Astrophysics

Abundance differences between the neutral and the ionized gas of the dwarf galaxy IZw 36

V. Lebouteiller[1], D. Kunth[1], J. Lequeux[2], A. Lecavelier des Etangs[1], J.-M. Désert[1], G. Hébrard[1], and A. Vidal-Madjar[1]

[1] Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France
[2] LERMA - Bâtiment A, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

Received 2 June 2003 / Accepted 17 October 2003

Abstract. We present a *FUSE* spectroscopic study of the nearby gas–rich, metal–deficient blue compact dwarf (BCD) galaxy IZw 36. Atomic hydrogen and many metal lines are observed in absorption against the stellar continuum of young, massive stars embedded in the ionized region. Profile fitting of absorption lines allowed us to determine abundances and investigate the chemical composition of the neutral gas. This study presents strong evidence that nitrogen is 16^{+7}_{-8} times less abundant in the neutral gas than in the ionized gas (all uncertainties are 2σ). Similarly, the oxygen abundance estimated using phosphorus as a tracer is lower in the neutral gas by a factor of 8^{+17}_{-5}. We also find that argon is underabundant by a factor of 32^{+8}_{-7} and that log (Ar I/O I) < -3.0 which is inconsistent with the Ar/O ratio -2.1 ± 0.1 (Lodders 2003), implying that argon is likely ionized into Ar II in the neutral medium.

Key words. galaxies: abundances – galaxies: dwarf – galaxies: individual: IZw 36 – galaxies: ISM – galaxies: starburst – ultraviolet: galaxies

1. Introduction

Blue compact dwarfs (BCDs) are gas–rich and relatively unevolved objects, as suggested by their low metallicity (between $\sim Z_\odot/50$ and $\sim Z_\odot/3$). Their star formation history is thought to be dominated by short, intense bursts separated by long quiescent periods (Searle & Sargent 1972). The present starburst episode gives an opportunity to compare the chemical abundances of the H II regions of stars recently formed with those of their surrounding extended neutral gas. One of the issues is to know whether metal abundances as measured from H II regions reflect the true metallicity of star–forming galaxies and whether the neutral phase is less chemically evolved than the ionized phase. Such an attempt has been made in the past using Hubble Space Telescope (*HST*), with inconclusive results because of the limited wavelength coverage and the difficulties in analyzing the saturated λ1302.2 Å O I line (Kunth et al. 1994; Pettini & Lipman 1995). The Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (*FUSE*, Moos et al. 2000) gives access to many transitions of critical species such as H I, N I, O I, Si II, P II, Ar I, or Fe II, allowing one to revisit the chemical composition in neutral regions and the metal enrichment processes in nearby galaxies.

The fate of the metals newly produced by starbursts in BCDs is not yet settled. Kunth & Sargent (1986) have presented the hypothesis that the H II region of IZw 18 has enriched itself over the timescale of the burst (i.e. few 10^6 yr). The H II region could be self–polluted, resulting in higher abundances than the surrounding neutral medium. Another possibility is that, once released by massive stars, metals remain in a hot phase, unobservable immediately in optical and UV emission lines. They would then cool into molecular droplets which later on settle onto the disk (Tenorio-Tagle 1996). Mixing with the interstellar medium (ISM) has to await photodissociation of the droplets by the UV radiation of another generation of stars before their material changes the interstellar medium composition.

The study of various elements in both ionized and neutral gas in star–forming galaxies should help to constrain the enrichment processes and identify parameters that lead to possible abundance differences, such as depletion on dust grains, ionization state correction and unprocessed (less chemically evolved) gas in the line of sight.

In this paper we investigate the ISM of IZw 36 through absorption lines of species lying in the line of sight of the ionizing stellar complex within the BCD. IZw 36 is a metal–deficient BCD with $Z = Z_\odot/14$ in the H II region (Viallefond & Thuan 1983, hereafter V83). The H I distribution shows a core–halo structure. The ionizing cluster is associated with the H I core which contains half of the total H I mass (V83). The H I halo is diffuse and contains several clumps.

In order to compare the chemical composition of the neutral gas with respect to the ionized gas, we will consider the abundances of nitrogen, oxygen, silicon, argon, phosphorus and iron. The observations are described in Sect. 2 and the data analysis is explained in Sect. 3. The composition of the neutral

Send offprint requests to: V. Lebouteiller,
e-mail: leboutei@iap.fr

gas of IZw 36 is derived in Sect. 4. In Sect. 5, we discuss the abundance differences between the ionized and the neutral gas.

2. Observations

IZw 36 was observed with *FUSE* on January 13, 2001 (observation Q2240101) with an integration time of 19 350 s (7 sub-exposures) and on May 9, 2000 (observation P1072201) with 6290 s (3 sub-exposures). Because of the angular extent of the ionizing cluster, the largest aperture LWRS was chosen (30″ × 30″). At a distance of 6 Mpc (Table 1), 1″ corresponds to 30 pc.

Data were recorded through the two LiF channels (≈1000–1200 Å) and the two SiC channels (≈900–1100 Å) and processed by the pipeline `Calfuse 2.2.0`. The spectrum of each channel results from the co-addition of several individual sub-exposures. The typical signal-to-noise ratio (S/N) per resolution element of the co-added spectra ranges from 2 below 1000 Å up to 4 above 1000 Å. The final spectrum shows two absorption line systems separated by approximately 1 Å. The first at ≈−50 km s^{-1} is due to the Local ISM of the Milky Way. The second is at 270^{+5}_{-6} km s^{-1}, which corresponds to the heliocentric velocity of IZw 36 (Table 1).

3. Data analysis

To analyze the data, we used the profile fitting procedure `Owens` developed at the Institut d'Astrophysique de Paris by Martin Lemoine and the *FUSE* French team. This program returns the most likely values of many free parameters such as temperatures, Doppler widths, velocities, or column densities through a minimization of the difference between the observed and computed profiles of absorption lines. Furthermore, the version we used allows changes of the background level, the continuum, and the line broadening. The continua were fitted by zero- to fourth-order polynomials, depending on the spectral region. All the coefficients of the polynomials were free. An example of fitted profiles can be seen in Fig. 1.

We considered independently several groups of species, each group being defined by its turbulent velocity, its temperature, and its heliocentric velocity. As shown in Table 2, one group defines species supposed to be mainly present in the neutral gas (see also Sect. 4.2). The two other groups contain respectively species of the ionized phase and the hot gas (giving the absorption lines of O VI). Molecular hydrogen is discussed separately in Sect. 4.1.

3.1. The line broadening

Taking the observed total line broadening $\sigma_{\rm tot}$ as a free parameter, we used `Owens` to find its most likely value in IZw 36 spectra, supposing that $\sigma_{\rm tot}$ is constant in the *FUSE* spectral range. We find $\sigma_{\rm tot}$ = 27 ± 3 pixels (≈50 km s^{-1} at λ = 1000 Å).

The total broadening of the unsaturated absorption lines has several origins:

– The instrumental line spread function. We could not use the H_2 lines from IZw 36 and the Galactic component, which usually allow a good estimation of the instrumental broadening, since they are not detected in our spectra (Sect. 4.1.1). For a bright point–like source, the full width at half maximum (FWHM) is $\sigma_{\rm inst}$ = 11 pixels (Hébrard et al. 2002).

– The misalignments of individual sub-exposures. The final spectrum of each detection channel is obtained by co-additions requiring wavelength shifts of individual sub-exposures. This unavoidably introduces some misalignments because of the low S/N ratio of each exposure. We estimate that such misalignments cause an additionnal broadening of the LSF of $\sigma_{\rm add} \approx$ 10 pixels.

– The spatial distribution of the UV-bright stars within the slit. *HST*/FOC images (Deharveng et al. 1994) reveal that the main concentration has an extent of ≈4″, corresponding to a wavelength smearing of $\sigma_{\rm spat} \approx 7$ pixels.

– The main source of line broadening is the velocity distribution of the absorbing clouds lying in the multiple lines of sight, whose width is a priori unknown but can be deduced for an unsaturated line by $\sigma_{\rm clouds} = (\sigma^2_{\rm tot} - \sigma^2_{\rm inst} - \sigma^2_{\rm spat})^{1/2}$ = 22 pixels i.e. 40 km s^{-1}.

The influence of the resulting total broadening $\sigma_{\rm tot}$ on the determination of column densities is discussed in Sect. 4.1.

Table 1. Characteristics of IZw 36.

Parameter	Value
α(2000), δ(2000)	$12^{\rm h}26^{\rm m}16^{\rm s}$, +48°29'37"
$M_{\rm B}$	−14.07
v^a (km s^{-1})	281 ± 4
D^b (Mpc)	5.8 < D < 7.9
Z^c	$\approx Z_\odot/14$

[a] Heliocentric radial velocity.
[b] Distance (Schulte-Ladbeck et al. 2001).
[c] Metallicity of the H II region (V83).

3.2. The turbulent velocity

The turbulent velocity parameter b of the neutral gas is well constrained by both saturated–profile and Doppler–profile lines. From profile fitting we obtain $b = 12.2^{+3.4}_{-4.2}$ km s^{-1} (2σ error bars), corresponding to a velocity dispersion FWHM of $\sigma_{\rm neutral} = 2\sqrt{\ln 2}\, b$ = 20.3 km s^{-1}. This result is consistent with the velocity dispersion measured from 21 cm radio observations ($\sigma_{21\ \rm cm} \approx$ 45 km s^{-1}, V83) and the derived velocity distribution of the absorbers (see previous section): $\sigma^2_{21\ \rm cm} \approx \sigma^2_{\rm neutral} + \sigma^2_{\rm clouds}$.

Of course, a significant fraction of the gas whose turbulent velocity is measured by radio observations is behind the ionizing stars in front of which absorption lines from neutral elements originate, hence the velocity structure in our case could be different (Pettini & Lipman 1995). The effect of the determination of the turbulent velocity on column densities is discussed in Sect. 4.1.3.

Table 2. List of the lines detected in IZw 36. MW is for the Milky Way, λ is the rest wavelength. Velocities of each species have been computed independently; typical errors are ±10 km s^{-1}. Species are distributed into three groups (see text). b and v are calculated using line profiles of all species within a group.

Species	Velocity (km s^{-1})	λ (Å)	comment
First group ≡ neutral region of IZw 36. $b = 12.2^{+3.4}_{-4.2}$ km s^{-1}, $v = 270^{+5}_{-6}$ km s^{-1}			
H I		1025.72	Lyβ, presence of damping wings (Fig. 1a)
		937.80, 930.75, 926.23, 923.15	resp. Lyϵ, Lyζ, Lyη, Lyθ
C II	259	1036.34	strongly saturated, blended with C II* from MW and O VI from MW
N I	265	1134.98	not saturated (Fig. 5)
		963.99	not saturated, blended with N I from MW
			and P II from IZw 36
		954.10, 953.97, 953.65, 953.42	not saturated, blended with each other
O I	272	1039.23	strongly saturated
		976.45	saturated, blended with C III from MW
		950.89	saturated, blended with P IV from IZw 36
Si II	261	1020.70	slightly saturated
P II	270	1152.82	detected
		963.80	blended with N I from MW and N I from IZw 36
Ar I		1048.22	not detected (Fig. 3)
Fe II	270	1144.94	not saturated (Fig. 1b)
		1143.23, 1142.37, 1125.45	not saturated
		1121.97, 1096.88, 1063.18	not saturated
Second group: species with ionization potentials > 29 eV. $b = 24.3^{+15.9}_{-16.3}$ km s^{-1}, $v = 260^{+8}_{-12}$ km s^{-1}			
C III	261	977.02	detected
N II	254	1083.99	barely detected
P IV	254	950.66	blended with O I from IZw 36
S III	248	1012.50	detected
Fe III	264	1122.53	detected
Third group ≡ hot gas. $b = 51.4^{+35.9}_{-18.7}$ km s^{-1}, $v = 235^{+23}_{-16}$ km s^{-1}			
O VI	235	1037.62, 1031.93	detected

4. Composition of the neutral gas

4.1. Column densities

Column densities are given in Table 3. Throughout the paper, error bars are 2σ. The multiple lines of sight to the massive stars that contribute to the UV continuum may cross clouds with different chemical composition, so that the reported column densities represent global values among all the clouds.

Errors on the column densities essentially depend on where the lines are located on the curve of growth. In particular, saturated lines can give column densities spanning 3 orders of magnitude when b is not constrained by lines of other species lying in the same gas phase. Errors are computed using the $\Delta\chi^2$ method: χ^2 is calculated as a function of the column density. We use the difference $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\rm min}$, where $\chi^2_{\rm min}$ is the best fit to derive the error bars (2σ error bars correspond to $\Delta\chi^2 = 4$). This method is also used to evaluate error bars for b and the line broadening. Figure 2 shows an example of a $\Delta\chi^2$ curve.

The determination of the H I column density is not affected by the line broadening $\sigma_{\rm tot}$. However, we have tested several values of $\sigma_{\rm tot}$ in order to test its impact on the Fe II, Si II, P II, and N I column densities. It can be seen in Table 4 that for $\sigma_{\rm tot}$ between 12 and 27 pixels, column densities do not vary by more than a factor 2.5 in the worst case (Si II). A bad determination of the line broadening would not change the results of Sect. 5.

4.1.1. Molecular hydrogen

No H_2 lines were detected at the redshift of IZw 36 (Table 3), as for IZw 18 (Vidal-Madjar et al. 2000), Markarian 59 (Thuan et al. 2002), and SBS 0335-052 (Thuan et al. 2003). There are several possible physical explanations for this absence as pointed out by Vidal-Madjar et al. (2000): the ionizing flux of the massive stars which can be high enough to destroy H_2 molecules, the scarcity of dust grains on which H_2 molecules are synthetized, and a low H I volumic density. Also, Vidal-Madjar et al. (2000) argue that the molecular medium could be clumpy so that the few clumps in the lines of sight of the many blue stars in the entrance aperture would not be detected.

Table 3. Column densities derived in IZw 36. Errors are given at 2σ, upper limits at 3σ. Upper limits for H_2 are calculated using the same turbulent velocity as the neutral phase (12.2 km s^{-1}). The Fe III column density is calculated from the Fe III λ1122.53 line which could originate from both the ISM and stellar atmospheres.

Species	log N(cm^{-2})	log (X/H)	[X/H][a]
H I	$21.30^{+0.09}_{-0.10}$		
C II	$18.31^{+0.18}_{-0.19}$		
C III	$14.38^{+0.18}_{-0.19}$		
N I	$14.42^{+0.26}_{-0.22}$	$-6.88^{+0.36}_{-0.31}$	$-2.71^{+0.47}_{-0.42}$
N II	$14.02^{+1.15}_{-0.98}$		
O I	$16.80^{+1.85}_{-1.01}$	$-4.50^{+1.96}_{-1.10}$	$-1.19^{+2.00}_{-1.15}$
O VI	$13.97^{+0.16}_{-0.22}$		
Si II	$15.34^{+0.85}_{-0.28}$	$-5.96^{+0.96}_{-0.37}$	$-1.50^{+0.97}_{-0.39}$
P II	$13.00^{+0.28}_{-0.36}$	$-8.30^{+0.36}_{-0.45}$	$-1.76^{+0.41}_{-0.51}$
S III	$14.84^{+0.43}_{-0.15}$		
Ar I	<13.30	<−8.00	<−2.55
Fe II	$14.51^{+0.21}_{-0.14}$	$-6.79^{+0.31}_{-0.23}$	$-2.26^{+0.34}_{-0.26}$
Fe III	$14.47^{+0.18}_{-0.14}$		
$H_{2(J=0)}$	<14.41		
$H_{2(J=1)}$	<14.61		
$H_{2(J=2)}$	<14.32		

[a] $[X/Y] = \log\ (X/Y) - \log\ (X/Y)_\odot$, where $\log\ (X/Y)_\odot$ is the solar value. We use the recommended solar values of Lodders (2003).

Table 4. Effects of the total line broadening σ_{tot} (in pixels, see Sect. 3.1) on column densities (log N(cm^{-2})). Note that if σ_{tot} is overestimated so are the column densities.

	σ_{tot} = 12	15	21	24	27
log N(N I)	14.30	14.30	14.32	14.36	14.42
log N(Si II)	15.08	15.08	15.15	15.20	15.34
log N(P II)	12.99	13.02	13.14	13.16	13.17
log N(Fe II)	14.20	14.20	14.26	14.30	14.49

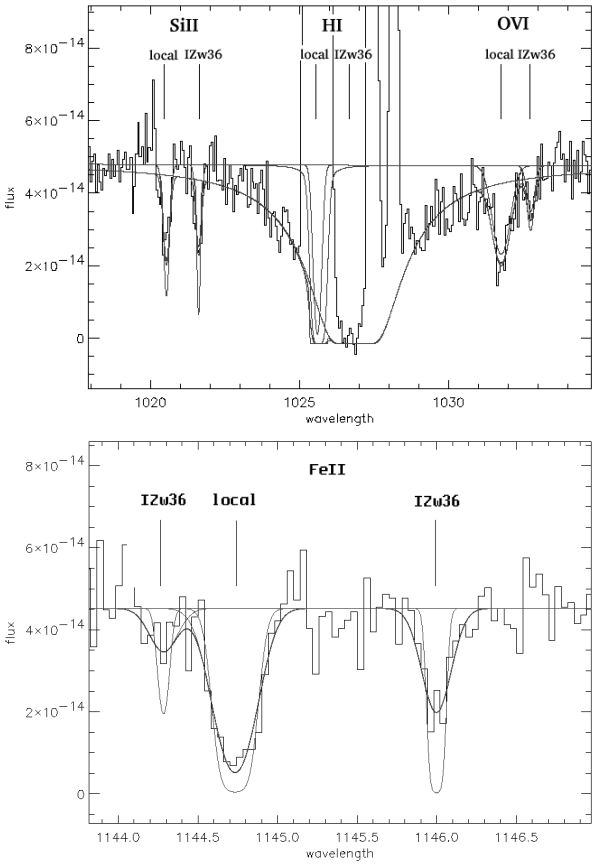


Fig. 1. H I and Fe II lines in IZw 36. The flux is in erg s^{-1} cm^{-2} $Å^{-1}$ and the observed wavelength in Å. The data (histogram) are binned by a factor 3 for display purposes. The thin line represents the line profile before the convolution with the total line broadening represented by σ_{tot} in Sect. 3.1 and the thick line is the convolved profile. For each of the spectral windows, we used the two observations and all the available *FUSE* detection channels (Sect. 2) to perform the fit. Here we show the spectrum of segment LiF1 for the upper plot and of segment LiF2 for the lower plot. **a)** (*upper*) Plot of the Lyβ line. The center of the line is blended with terrestrial airglow emission lines. Atomic hydrogen in the Milky Way is invisible because of its low column density $\sim 10^{19}$ cm^{-2} (estimated from Heiles 1975). The Si II λ1020.70 lines and O VI λ1031.93 lines from the Milky Way and IZw 36 are also visible in this spectrum. **b)** (*lower*) Plot of the strong Fe II λ1144.94 line.

4.1.2. H I

The H I column density has been calculated using all the available Lyman lines (Lyβ, Lyϵ, Lyζ, Lyη, and Lyθ) but is mainly constrained by the damping wings of the Lyβ line (Fig. 1a) since the other H I lines are strongly saturated. We used a 30 Å wide window centered on Lyβ to constrain the continuum by a 4-order polynomial. We find log N(H I) = $21.30^{+0.09}_{-0.10}$. The errors on log N(H I) are the smallest amongst the specie we investigate. This is due to the damping profile of the Lyβ line which is observed through both LiF and SiC channels.

Our value is somewhat higher than log N(H I) = 21.15 found by V83 who used only the red damping wing of the Lyα line from *IUE* observations, but is certainly better constrained in our case because of the two damping wings of the Lyβ line and because of the better resolution and the better signal-to-noise ratio of these *FUSE* observations.

4.1.3. N I and N II

N I is the most useful species in our study since most of it must be present in the neutral ISM. Six N I lines were used (Table 2). These lines are not saturated so that the determination of log N(N I) is not strongly dependent on the turbulent velocity b (Fig. 2). We obtain log N(N I) = $14.42^{+0.26}_{-0.22}$.

The λ1083.99 N II line is barely detected since it is located in a spectral region which is very noisy. We are however able to calculate a column density: log N(N II) = $14.02^{+1.15}_{-0.98}$.

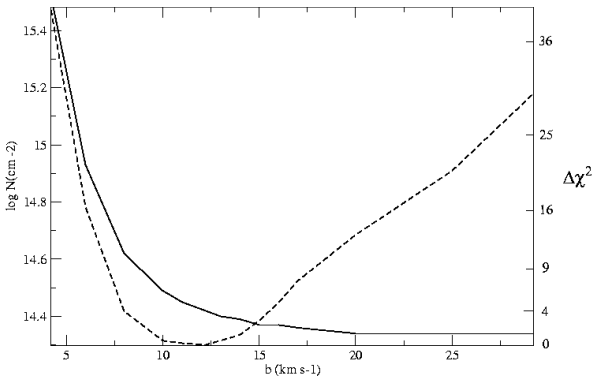


Fig. 2. Effects of the determination of the turbulent velocity b on the N I column density (solid line). Errors in b do not affect much the column density determination. The $\Delta\chi^2$ curve (dashed line) is relatively narrow and is minimal for $b = 12.2$ km s^{-1}. At 2σ ($\Delta\chi^2 = 4$) we obtain $b = 12.2^{+3.4}_{-4.2}$ corresponding to log N(N I) = $14.43^{+0.19}_{-0.06}$.

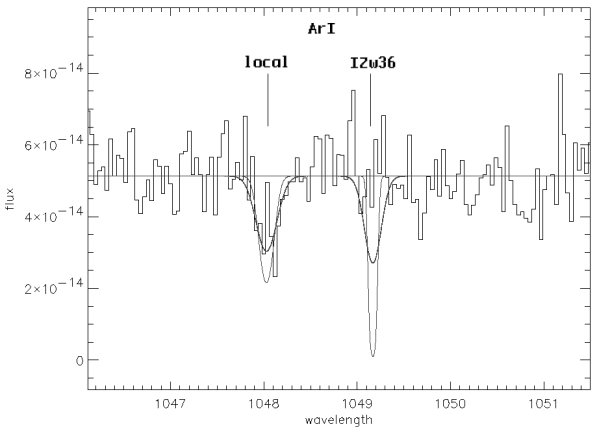


Fig. 3. Lack of argon in IZw 36. See Fig. 1 for a description of the plot. Data are binned by a factor 2 for display purposes. The line plotted at the redshift of IZw 36 is for log N(Ar I) = 14.0 and $b = 12.0$ km s^{-1}.

4.1.4. O I and P II

The three O I lines in IZw 36 are either blended or strongly saturated (Table 2), resulting in large errors (Table 3).

The λ963.80 P II line has a large oscillator strength (f = 1.46) and is detectable even for low P II column densities. In IZw 36 spectra, this line is blended with N I lines from the Milky Way and from IZw 36. Given the fact that the N I column density is well determined and that the P II line is not saturated, the blending can be corrected for. We also use the λ1152.82 P II line with a fainter oscillator strength to constrain the final P II column density as log N(P II) = $13.00^{+0.28}_{-0.36}$.

4.1.5. Si II, Ar I, Fe II

The Si II column density is only given by the λ1020.70 line which is slighly saturated. Unfortunately, the other strong Si II line at 989.90 Å is contaminated by terrestrial airglows.

The other species lead to reliable column densities: Ar I (Fig. 3) for which we have a good upper limit, and Fe II (Fig. 1b) with a large collection of lines.

4.2. Abundances in the neutral region

In order to derive total abundances from ionic column densities, it is necessary to know the ionization states of each species in the neutral region.

In principle, in the H I region we expect to find all elements with an ionization potential larger than that of hydrogen (13.6 eV) as neutral atoms. Elements with smaller ionization potentials must be found as single–charged ions. For example, we can safely assume that iron and silicon exist mainly as Fe II and Si II in the neutral medium and that the Fe II and Si II lines are essentially produced there. We have checked that the column densities of these ions are considerably smaller in the H II region using the model E2E1 from the grid of Stasińska (1990). The model E2E1 agrees the best with the physical parameters of the H II region derived by V83. The resulting ionic fractions of Si II and Fe II in the H II region in the best fitting model are only a few percents.

The situation is however not so simple for elements with an ionization potential not much larger than that of hydrogen, because UV photons able to produce their ionization may be present in low–density, partly–ionized regions of the ISM. For example, Ar I (ionization potential 15.8 eV) is easy to ionize because of its relatively large photoionization cross section (Sofia & Jenkins 1998). Therefore, in regions with an ionization degree $n_e/n_H \approx 0.2$, the actual Ar/H can be larger by 0.2 to 0.7 dex than Ar I/H I, depending on the hardness of the far–UV radiation. The situation is similar but less severe for O I and N I (ionization potentials 13.6 eV and 14.5 eV respectively). Indeed, in the conditions of the Local Cloud for which the correction for Ar I/H I is 0.36 dex, the corresponding correction for N I/H I is only 0.05 dex (Sofia & Jenkins 1998). However the ionization correction in BCDs could be different and could reach 0.2–0.3 dex. We will first neglect this correction, and because little N I and O I are expected in the H II region, we assume that the N I and O I lines are representative of the total nitrogen and oxygen abundances in the neutral region.

The abundances of the neutral region can now be compared with the ionized region values. For the comparison, we use metal abundances relative to hydrogen (X/H).

5. Comparison with the ionized gas

Figure 4 compares several abundances ratios representative of the ionized phase of IZw 36, derived from optical and UV emission lines, with those of the neutral gas. We define the underabundance $\delta_{\rm HI}(x)$, as the logarithmic difference of an abundance ratio x between the H II and the H I regions by:

$$\delta_{\rm HI}\,(x) = \log\,(x)_{\rm HII} - \log\,(x)_{\rm HI}.$$

The column densities of oxygen and silicon of IZw 36 are similar in the neutral and in the ionized gas within large uncertainties. However the result for nitrogen is much more reliable, and is certainly the best established result of this study,

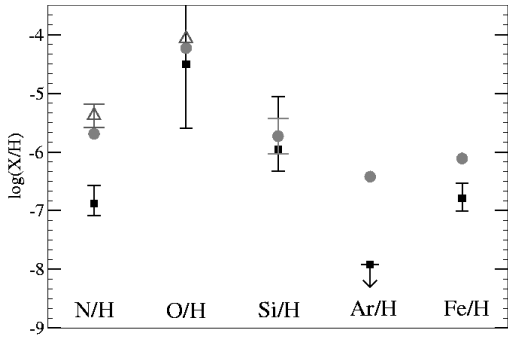


Fig. 4. Comparison of X/H between H I and H II regions in IZw 36. Error bars are at 2σ. Squares: this study (assuming the abundances of Sect. 4.2 and using Ar I for argon i.e. without any ionization correction). Triangles: V83. Circles: Izotov et al. (1997) for N, O, Ar, and Fe. The silicon abundance in the ionized region, not measured in IZw 36, is obtained by assuming log (Si/O) = -1.5 ± 0.3 which is the mean value observed in BCDs (Izotov & Thuan 1999). Error bars, when not mentioned, are within the points widths.

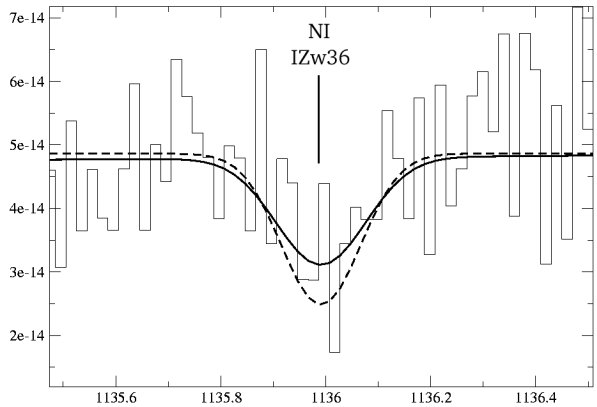


Fig. 5. Fit of the λ1134.98 line. Data are binned by a factor 2 for display purposes. The solid line is for log (N I/H I) = -6.88 and shows our best fit. The dashed line is for log (N I/H I) = -5.63 and does not fit well the data.

yielding $\delta_{\rm HI}$(N/H) = 1.2 ± 0.3; in other words N is sixteen times less abundant in the neutral gas than in the ionized gas. This difference is larger than 3σ. Other metals for which abundances are accurately determined also show underabundances: $\delta_{\rm HI}$(Fe/H) = 0.7 ± 0.2 and $\delta_{\rm HI}$(Ar/H) > 1.5 ± 0.1 (without any attempt to correct for partly–ionized, low–density regions).

The following discussion aims to identify the effects responsible for the observed iron, nitrogen, argon, and oxygen underabundances.

5.1. Iron and silicon

A concern with the abundance of iron in H II regions is that it is derived from the weak λ4658 line of Fe III, and is relatively uncertain. In any case, we find that iron is underabundant by $\delta_{\rm HI}$(Fe/H) = 0.7 ± 0.2 in IZw 36. This underabundance might be overestimated since it is likely that iron is more efficiently depleted on dust grains in the neutral phase than in the ionized phase.

In IZw 36, the only available Si II line is slightly saturated (Sect. 4.1.5) so that the determination of the Si II column density is uncertain. Within the large error bars, the abundances in the ionized region and in the neutral region are in agreement.

Because of all these uncertainties, and because silicon and iron can be depleted on dust grains, we prefer to focus on nitrogen abundance which is much more reliable.

5.2. Nitrogen

The underabundance in IZw 36 $\delta_{\rm HI}$(N/H) = 1.2 ± 0.3 is too large to be accounted for by chemical inhomogeneities alone in the neutral gas, given the underabundance of iron. In order to illustrate the underabundance of nitrogen in the neutral gas, we have compared in Fig. 5 our best fit of the λ1134.98 N I line, one of the 6 lines we used, with the profile assuming the N/H ratio as in the ionized gas. The two profiles are inconsistent within 3σ.

Furthermore, even including the largest possible ionization correction (i.e. including N II and taking the upper error bars on N I and N II column densities), the underabundance of nitrogen is still positive: $\delta_{\rm HI}$(N/H) = $1.0^{+0.2}_{-0.9}$. This supposes that 75% of the nitrogen is ionized into N II in the neutral gas of IZw 36. Although the determination of N II column density is uncertain (Sect. 4.1.3), we can reasonnably conclude that nitrogen is indeed underabundant in the H I gas of IZw 36.

5.3. Argon

The argon deficiency is $\delta_{\rm HI}$(Ar/H) > 1.5 ± 0.1. Argon is produced in massive stars and should not be depleted in a low–density H I cloud (Jenkins et al. 2000). A major part of the underabundance in the neutral gas is certainly due to an ionization correction from low–density, partly–ionized regions of the ISM (Sect. 4.2) such as argon is mainly ionized into Ar II.

5.4. Oxygen

The O/H ratio in the neutral gas of IZw 36 is difficult to assess because of the large errors on the O I column density (Table 3). However, it is possible to estimate its value using other elements which are produced in the same massive stars. Phosphorus turns out to be a good tracer of oxygen (Lebouteiller 2003), since argon is partly–ionized in the neutral region (Sect. 5.3) and since the depletion of silicon on dust grains is uncertain. Depletion is not a concern for phosphorus since it is not much depleted, and in the same way as oxygen (Savage & Sembach 1996).

We calculate O^P which estimates the neutral oxygen abundance assuming [P/O] ≈ 0 in the neutral gas (using the recommended solar value of Lodders (2003) log $(P/O)_\odot = -3.23 \pm 0.09$). We find log $(O^P/H) \approx -5.1 \pm 0.5$, giving an underabundance $\delta_{\rm HI}(O^P/H) \approx 0.9 \pm 0.5$. Within the errors, this estimation of the oxygen abundance is lower than that in the ionized

gas. Given the low depletion of phosphorus and oxygen in the Galactic ISM (André et al. 2003 and Savage & Sembach 1996), it is very likely that oxygen is genuinely deficient in the neutral medium of IZw 36.

Assuming log $(O^P/H) = -5.1 \pm 0.5$ in the H I gas, we find log $(N/O^P) = -1.8 \pm 0.6$ (2σ uncertainty) lower than, although consistent with, the value -1.49 ± 0.01 in the ionized gas (Izotov & Thuan 1999). Also, we find log $(Ar/O^P) < -3.0$ as compared to the solar value log $(Ar/O)_\odot = -2.1 \pm 0.1$ (Lodders 2003), confirming that argon is likely ionized into Ar II as stressed in Sect. 5.3.

6. Conclusions

Several heavy elements in the neutral gas of IZw 36 are underabundant in the neutral gas with respect to the ionized gas. Various effects can be responsible for the underabundances $\delta_{\rm HI}$(X/H):

– The presence of an unprocessed neutral gas, less chemically evolved, in the line of sight can reduce all the abundances X/H in the neutral gas with respect to the ionized gas.

– A more efficient depletion on dust grains in the neutral medium can account for the iron deficiency.

– An additional metal enrichment could be responsible for nitrogen and oxygen (using phosphorus as a tracer) overabundance in the ionized gas, although in this case, silicon which is an α-element should be also overabundant (but see caption of Fig. 4).

Our findings that metals are observed in the neutral region of IZw 36 indicates that this gas phase already has been enriched by previous star formation, either quiescent or in bursts (Legrand 2000). Schulte–Ladbeck et al. (2001) detect indeed an old stellar population which could have enriched the neutral region of IZw 36.

In this study, we considered H II region abundances derived from forbidden lines in the visible and the ultraviolet. However, the abundances derived in this way might be underestimated by factors ($\gtrsim$2 for oxygen for instance) as claimed by Tsamis et al. (2003) compared to the more reliable abundances deduced from optical recombination lines or far-IR forbidden lines (which unfortunately are not available for the BCDs). Consequently, the abundances differences between the two gas phases of IZw 36 could be even larger than those given in Fig. 4.

At the present time, the overall picture remains unclear (see also Lecavelier et al. 2004; Aloisi et al. 2003). To assess which of the effects (unprocessed neutral gas, depletion on dust grains, metal enrichment) are dominant, it is necessary to investigate the neutral gas of more gas–rich star–forming galaxies. Furthermore, with a larger sample, we can reasonnably expect to find several good oxygen determinations.

Acknowledgements. This work is based on data obtained for the French Guaranteed Time and the PI Team Guaranteed Time by the NASA-CNES-CSA *FUSE* mission operated by the Johns Hopkins University. French participants are supported by CNES. This work has been done using the profile fitting procedure `Owens.f` developed by M. Lemoine and the *FUSE* French Team. We are very grateful to Martial André for providing useful comments.

References

Aloisi, A., Savaglio, S., Heckman, T. M., et al. 2003, ApJ, 595, 760
André, M. K., Oliveira, C. M., Howk, J. C., et al. 2003, ApJ, 591, 1000
Deharveng, J.-M., Albrecht, R., Barbieri, C., et al. 1994, A&A, 288, 413
Hébrard, G., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2002, ApJS, 140, 103
Heiles, C. 1975, A&AS, 20, 37
Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Lipovetsky, V. A. 1997, ApJS, 108, 1
Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 1999, ApJ, 511, 639
Jenkins, E. B., Oegerle, W. R., Gry, C., et al. 2000, ApJ, 538, L81
Kunth, D., & Sargent, W. L. W. 1986, ApJ, 300, 496
Kunth, D., Lequeux, J., Sargent, W. L. W., & Viallefond, F. 1994, A&A, 282, 709
Lebouteiller, V. 2003, in preparation
Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Kunth, D., et al. 2004, A&A, 413, 131
Legrand, F. 2000, A&A, 354, 504
Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
Moos, H. W., Cash, W. C., Cowie, L. L., et al. 2000, ApJ, 538, L1
Pettini, M., & Lipman, K. 1995, A&A, 297, L63
Savage, B. D., & Sembach, K. R. 1996, ARA&A, 34, 279
Schulte-Ladbeck, R. E., Hopp, U., Greggio, L., Crone, M. M., & Drozdovsky, I. O. 2001, AJ, 121, 3007
Searle, L., & Sargent, W. L. W. 1972, ApJ, 173, 25
Sofia, U. J., & Jenkins, E. B. 1998, ApJ, 499, 951
Stasinska, G. 1990, A&AS, 83, 501
Tenorio-Tagle, G. 1996, AJ, 111, 1641
Thuan, T. X., Lecavelier des Etangs, A., & Izotov, Y. I. 2002, ApJ, 565, 941
Thuan, T. X., & Lecavelier des Etangs, A. 2003, in preparation
Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X.-W., Danziger, I. J., & Storey, P. J. 2003, MNRAS, 338, 687
Viallefond, F., & Thuan, T. X. 1983, ApJ, 269, 444 (V83)
Vidal-Madjar, A., Kunth, D., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2000, ApJ, 538, L77

3.2.4 Commentaires

Rappelons une nouvelle fois que l'étude du spectre UV lointain de IZw36 a été réalisée sous l'hypothèse d'une composante unique en absorption. Il est cependant probable que l'on soit dans le cas de plusieurs nuages interstellaires ayant des conditions physiques et des compositions chimiques différentes. La résolution de *FUSE* ne permettant pas de séparer ces composantes, on ne peut *a priori* savoir si certaines d'entre elles sont saturées − ce qui induirait éventuellement des erreurs systématiques sur la détermination des densités de colonne des métaux.

Dans le chapitre 5, il apparaît que les densités de colonne de Fe II, Ar I et P II mesurées dans la région H II géante NGC604 devraient être relativement fiables et les barres d'erreurs associées relativement bien estimées, et ceci même si les raies d'absorption sont composées de multiples composantes non résolues. Les mêmes conclusions devraient s'appliquer dans le cas de IZw36 dont les raies métalliques sont sensiblement moins larges. Il est difficile de savoir à quel point les mesures de densités de colonne des autres espèces souffriraient d'erreurs systématiques. Nous notons toutefois prudemment que les densités de colonne de O I, N I et Si II pourraient être sous-estimées, et les barres d'erreurs associées pourraient être en réalité plus grandes. Nous allons insister maintenant plus spécialement sur les résultats des espèces Fe II, Ar I et P II.

Nous trouvons que $\log(\mathrm{P\,II/H\,I}) - \log(\mathrm{P/H})_\odot = -1.76^{+0.41}_{-0.51}$. Le phosphore ne semble pas être déplété sur les grains de manière significative (voir annexe C). De plus, même si P II est aussi présent dans le gaz H II, le rapport P II/H I donne une estimation de la limite supérieure sur la métallicité du gaz neutre. Elle serait ainsi entre 1/20 et $1/150\,\mathrm{Z}_\odot$.

Concernant l'argon, on trouve $\log(\mathrm{Ar\,I/H\,I}) - \log(\mathrm{Ar/H})_\odot < -2.55$. L'argon n'est pas déplété sur les grains, mais Ar I est fortement sensible à l'ionisation. Suivant les corrections les plus pessimistes de Sofia & Jenkins (1998), c'est-à-dire une sous-estimation de 0.7 dex[1] de l'abondance de l'argon dans la phase neutre due à la présence de l'argon sous forme de Ar II dans cette phase, on trouve $\log(\mathrm{Ar/H}) < -1.85$. Ceci correspondrait à une métallicité inférieure à $1/70\,\mathrm{Z}_\odot$.

Enfin le fer donne $\log(\mathrm{Fe\,II/H\,I}) - \log(\mathrm{Fe/H})_\odot = -2.26^{+0.34}_{-0.26}$, ce qui implique une métallicité entre 1/100 et $1/400\,\mathrm{Z}_\odot$. Il faut toutefois être conscient que, contrairement au phosphore ou à l'argon, le fer est sensible à la déplétion sur les grains, et pourrait être déplété différemment dans les phases neutre et ionisée.

En résumé, les éléments P, Ar et Fe semblent s'accorder sur une métallicité d'environ $1/100\,\mathrm{Z}_\odot$ dans le gaz neutre de IZw36. Cette valeur est bien au-dessous de la valeur dans le gaz ionisé qui est de l'ordre de $1/10\,\mathrm{Z}_\odot$. Notons qu'à ce point, une sur-estimation de la densité de colonne de H I pourrait être responsable de cette différence. Cependant, nous considérons que la densité de colonne de H I, estimée grâce aux ailes d'amortissement de Lyβ, est fiable.

[1] Même dans le cas où le profil est dû à plusieurs composantes, une sous-estimation moyenne de 0.7 dex par composante implique une sous-estimation identique de 0.7 dex sur la densité de colonne totale.

3.3 IZw36 parmi les autres galaxies bleues compactes

Jusqu'à présent, l'échantillon des objets pour lesquels la comparaison entre gaz neutre et ionisé a pu être effectuée compte IZw18, Markarian 59, IZw36, SBS0335-052, NGC1705 et NGC625. Les résultats que nous avons obtenus pour IZw36 semblent surprenants, mais confirment une certaine tendance observée pour les quelques galaxies bleues compactes dont le gaz diffus neutre a déjà été étudié à l'aide de *FUSE*.

3.3.1 IZw18

C'est la galaxie la moins métallique connue ($Z = 1/50\,Z_\odot$ dans le gaz ionisé, Izotov & Thuan 1999). IZw18 a l'un des rapport *taille H* I / *taille optique* les plus grands connus, à cause d'une enveloppe H I très étendue (Viallefond et al. 1987 ; Lequeux & Viallefond 1980). Kunth et al. (1994) avaient les premiers cherché à mesurer la composition chimique du gaz neutre dans cette galaxie en utilisant l'instrument HST/*GHRS*. Les auteurs ont mesuré que l'oxygène y était 20 fois moins abondant dans la phase neutre que dans la phase ionisée. Cependant le résultat est longtemps resté controversé à cause d'effets de saturation de la raie O I λ1302. Pettini & Lipman (1995) ont montré que la détermination de la densité de colonne déduite de cette raie pouvait varier de plus d'un facteur 100 sans que le profil soit modifié.

Deux analyses indépendantes du gaz neutre ont depuis été menées avec *FUSE* (Lecavelier des Etangs et al. 2004 (voir article dans l'annexe A) ; Aloisi et al. 2003). Lecavelier des Etangs et al. (2004), utilisant la méthode de l'ajustement des profils sur des faibles raies O I, trouvent une abondance de l'oxygène similaire à celle de la phase ionisée, tandis que l'azote, le silicium et l'argon sont déficients dans la phase neutre. Les rapports N I/O I et Ar I/O I sont plus faibles que les rapports N/O et Ar/O dans le gaz ionisé, et suggèrent *a priori* que des corrections d'ionisation sont nécessaires pour estimer les abondance de l'azote et de l'argon. Les auteurs remarquent que si la densité de colonne de O I était plus faible de 0.3 dex, les rapports entre α-éléments Ar I/O I et Si II/O I deviendraient plus proches des valeurs solaires Ar/O et Si/O. Des effets de saturation partielle présents, même pour les faibles raies, pourraient être à l'origine d'une sous-estimation de la densité de colonne O I. Aloisi et al. (2003) ont analysé le même spectre *FUSE* d'IZw18 et étudié le profil des raies d'absorption. Les auteurs ne trouvent pas de preuves claires d'un flot de gaz neutre entrant ou sortant de la région de formation d'étoiles. Les corrections d'ionisation semblent faibles, excepté pour Si II dont une fraction non négligeable pourrait se trouver dans le gaz ionisé. Les auteurs trouvent que l'azote ainsi que les α-éléments Ar, Si et O sont sous-abondants dans le gaz neutre tandis que le fer est le même dans les barres d'erreurs. L'interprétation avancée est que la région H II a été enrichie par une formation d'étoiles additionnelle (voir section 6.3).

Les deux études diffèrent principalement sur les estimations des densités de colonne de O I et de Fe II. Concernant O I, la différence pourrait être due à l'utilisation de la faible raie O I λ925 par Lecavelier des Etangs et al. (2004), qui induirait moins d'erreurs systématiques que l'échantillon de raies utilisé par Aloisi et al. (2003). En ce qui concerne la densité de colonne de Fe II, aucune raison ne semble expliquer de manière satisfaisante la différence notable entre les deux analyses. Les autres densités de colonne sont en accord marginal dans les barres d'erreurs, sauf Si II et H I, pour

lesquels les déterminations sont identiques. Dans tous les cas, nous notons que les erreurs reportées par Aloisi et al. (2003) sont systématiquement plus faibles par des facteurs > 2. Il est probable, compte tenu des incertitudes sur le continu (non prise en compte dans l'étude de Aloisi et al. 2003) et des erreurs systématiques, que ces erreurs devraient être plus grandes.

3.3.2 NGC625

NGC625 est une galaxie naine irrégulière proche (3.9 Mpc, Cannon et al. 2003) dont le spectre *FUSE* a été étudié par Cannon et al. (2005). Il semble exister un flot du gaz chaud (tracé par O VI) à une vitesse de $-30\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ par rapport a la vitesse systémique de la galaxie. On y remarque également un flot des espèces neutres, qui selon les auteurs, serait le fruit d'une formation d'étoiles étendue (spatialement et dans le temps) dans les derniers ~ 50 millions d'années.

Le spectre *FUSE* de NGC625 montre, comme celui de NGC604 (voir chapitre 4), un imposant profil P Cygni stellaire O VI contaminant au moins l'aile gauche de la raie interstellaire Lyβ. Plusieurs formes de continu stellaire ont été choisis de manière à estimer la densité de colonne de H I. La contamination est évidente, mais les continus adoptés sont arbitraires. La quantité d'hydrogène neutre trouvée est $\log N(\mathrm{H\,I}) = 20.5 \pm 0.3$. Les erreurs systématiques liées aux incertitudes concernant le continu devraient être prises en compte dans ces grandes barres d'erreurs. Les métaux neutres ont des vitesses de $392 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, légèrement plus faibles bien que comparable au H_2 diffus ($401 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}}$), mais significativement plus grandes que le gaz ionisé (tracé par les espèces C II* et S III à $377 \pm 9\,\mathrm{km\ s^{-1}}$) et le gaz chaud (tracé par O VI à $\sim 370\,\mathrm{km\ s^{-1}}$). L'azote et l'oxygène sont tous deux sous-abondants dans la phase neutre par un facteur ~ 0.7 dex. Les auteurs notent cependant que la raie O I $\lambda 1039$ pourrait être saturée. Ne tenant pas compte de l'éventuelle erreur systématique associée, le rapport N/O est similaire dans les deux phases gazeuses. Ceci suggérerait une dilution dans une période de temps suffisamment grande pour que l'azote puisse être mélangé dans le gaz neutre.

3.3.3 NGC1705

La métallicité de NGC1705 est $Z_\odot/8$ (valeur mesurée dans le gaz ionisé des régions H II). Heckman et al. (2001) et Lee & Skillman (2004) trouvent que la vitesse du gaz neutre est moins décalée vers le bleu que le gaz ionisé (différence relative de $-20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$). N/H et O/H sont tous deux plus faibles dans le gaz neutre. Cependant, la sous-abondance étant du même ordre pour les deux éléments, le rapport N/O est identique dans les deux phases.

3.3.4 Markarian 59

Markarian 59 est une galaxie bleue compacte "cométaire" de métallicité $Z_\odot/8$ (dans le gaz ionisé, Noeske et al. 2000). Le principal lieu de formation d'étoile est à l'extrémité d'un long corps étendu à faible brillance de surface. Plusieurs régions de formation se trouvent dans ce corps et résultent probablement d'une flambée de formation d'étoiles propagative le long de la galaxie. Izotov & Thuan (2000) ont trouvé que plusieurs dizaines d'étoiles Wolf-Rayet seraient présentes dans la principale région de formation.

L'étude de Thuan et al. (2002) montre que l'abondance de l'oxygène est dix fois plus faible dans la phase neutre de Markarian 59 que dans le gaz ionisé. Le fer et l'azote semblent également être déficients.

3.3.5 SBS0335-052

La métallicité du gaz ionisé de cette galaxie est de $Z_{\odot}/23$, ce qui en fait l'une des galaxies bleues compactes la moins métallique connue.

L'abondance de l'oxygène est la même dans les – grandes – barres d'erreurs dans les deux phases, ionisée et neutre (Thuan et al. 2005). Sa valeur dans le gaz neutre indique, comme pour les autres galaxies bleues compactes, que le gaz n'est pas primordial. L'azote, l'argon et le fer sont sous-abondants par des facteurs > 10.

3.4 Interprétation générale

3.4.1 Cinématique

Il est intéressant de noter que la vitesse du gaz interstellaire chaud présent dans les galaxies bleues compactes, tracé par l'espèce O VI (potentiel d'ionisation 113.9 eV) est systématiquement plus faible que la vitesse systémique, et que celle des autres phases gazeuses (voir tableau 3.1 et figure 3.5). Cette vitesse relative indique que le gaz chaud s'échappe de la région centrale de la galaxie. On est probablement en présence d'un flot de métaux entraînés par les vents des supernovæ qui auront creusé dans les galaxies un passage vers le halo.

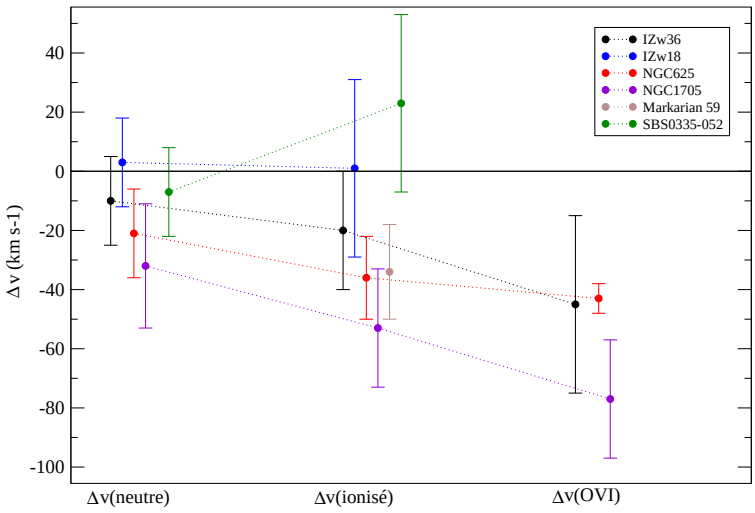


FIG. 3.5 – Décalage des vitesses du gaz neutre, ionisé et chaud normalisées par rapport à la vitesse systémique dans les galaxies bleues compactes. Les valeurs utilisées sont celles reportées dans la table 3.1. Lorsqu'aucune erreur n'a été précisée, nous choisissons d'utiliser une incertitude représentative de $\pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}}$.

D'autre part, la vitesse du gaz ionisé semble généralement inférieure à celle du gaz neutre. La phase ionisée est probablement en expansion, à cause des vents dus au supernovæ qui repoussent les matériaux et étendent la région H II. Noter cependant que dans NGC1705 et NCG625, le gaz neutre semble également s'échapper dans une moindre mesure. L'origine de ce décalage n'est pas encore claire, cependant xdil est possible que les métaux de la phase neutre soient "poussés" par la pression dû au gaz ionisé.

TAB. 3.1 – Vitesses radiales des différentes phases gazeuses dans les galaxies bleues compactes observées avec *FUSE*. Les vitesses indiquées sont la vitesse systémique $v_{\rm sys}$ déterminée à partir d'observations de la raie H I à 21 cm, la vitesse des espèces neutres v(H I) mesurées avec *FUSE*, la vitesse du gaz ionisé v(H II) déterminée à partir des espèces ionisées vues avec *FUSE* ou des raies d'émission optique, et la vitesse du gaz chaud tracé par la raie O VI détectée avec *FUSE*.

	$v_{\rm sys}$	v(H I)	v(H II)	v(O VI)
IZw36	280	270 ± 5	260 ± 10	235^{+23}_{-16}
	(Viallefond & Thuan 1983)	(Lebouteiller et al. 2004)	//	//
IZw18	761 ± 9	764 ± 6	762 ± 21	?
		(Aloisi et al. 2003)	(Izotov et al. 1997b)	
NGC625	413 ± 5	392 ± 10	377 ± 9	≈ 370
	(Cannon et al. 2004)	(Cannon et al. 2005)	//	//
NGC1705	≈ 622	590 ± 11	569 ± 10	545 ± 10
	(Meurer et al. 1998)	(Heckman et al. 2001)	//	//
Markarian 59	$\approx 833 \pm 5$		813 ± 6	
	Thuan et al. (2004)		(Izotov et al. 1997b)	
SBS0335-052	4057 ± 5	~ 4050	4080 ± 20	
	(Pustilnik et al. 2001)	(Thuan et al. 2005)	(Izotov et al. 1997a)	

3.4.2 Abondances chimiques

Les différents résultats obtenus concernant la composition chimique du gaz neutre des galaxies bleues compactes s'accordent sur un point : même si les abondances déduites avec *FUSE* sont considérées comme des limites inférieures, elles signifient qu'une formation d'étoiles importante a eu lieu, au moins sur une échelle de temps assez longue pour que le MIS soit enrichi par les étoiles de masse intermédiaire fournissant la majorité de l'azote que l'on observe dans le MIS, et par les SN de type Ia fournissant l'essentiel du fer (Aloisi et al. 2003). Le gaz neutre environnant les régions de formation d'étoiles n'est pas de composition chimique primordiale.

Reprenons les notations de l'article sur IZw36 et définissons la sous-abondance des métaux dans le gaz neutre (que nous appelons aussi *déficience*) comme la différence logarithmique d'une abondance entre la phase ionisée H II et la phase neutre H I :

$$\delta_{\rm HI}(x) = \log(x)_{\rm HII} - \log(x)_{\rm HI} \tag{3.1}$$

La figure 3.6 montre les abondances chimiques dans les galaxies bleues compactes dont le gaz neutre a été étudié avec *FUSE*. On peut voir que l'azote est systématiquement moins abondant dans le gaz neutre par rapport au gaz ionisé, avec $\delta_{\rm HI}({\rm N/H}) \gtrsim 0.6$. L'azote n'étant pas sujet à la déplétion sur les grains de poussière, cette déficience observée pourrait être *a priori* due principalement à des effets d'ionisation. Étant donné les valeurs de $\delta_{\rm HI}({\rm N/H})$, il faudrait que dans chaque galaxie le champ de radiation soit tel que l'azote soit en majorité sous forme de N II dans le gaz neutre, et non de N I ce qui reste peu probable.

L'argon est également toujours sous-abondant dans le gaz neutre, en particulier dans IZw36 où la limite supérieure sur la densité de colonne de Ar I est extrêmement faible. Notons à ce point que les déficiences en argon et en azote dans le gaz neutre sont très comparables, c'est-à-dire $\delta_{\rm HI}({\rm Ar/H}) \approx \delta_{\rm HI}({\rm N/H})$ dans NGC1705, IZw18 et SBS0335-052. L'argon ne peut pas être déplété de manière importante sur les grains. Or si l'ionisation était la principale raison de ces sous-déterminations (dues au fait que l'argon et l'azote seraient en majorité sous forme ionisée dans le gaz neutre) on s'attendrait à ce que $\delta_{\rm HI}({\rm Ar/H}) > \delta_{\rm HI}({\rm N/H})$. En effet, Ar I est plus facilement ionisé que N I à cause de sa grande section efficace de photoionisation (Sofia & Jenkins 1998). En revanche, la très faible abondance de l'argon dans la phase neutre d'IZw36 et le fait que $\delta_{\rm HI}({\rm Ar/H}) > \delta_{\rm HI}({\rm N/H})$ dans cette galaxie pourrait être uniquement due à l'ionisation de Ar I.

Les autres éléments pour lesquels la comparaison gaz neutre-ionisé a pu être effectuée, sont l'oxygène et le fer, qui sont tantôt sous-abondants dans le gaz neutre, tantôt similaires dans les deux phases. L'oxygène ne devrait pas être affecté par l'ionisation, et toujours coexister avec H I à cause de l'efficacité des réactions d'échange de charges entre H I et O II. D'autre part, la déplétion de l'oxygène sur les grains peut expliquer tout au plus un facteur 2 ou 3. En effet, Cardelli et al. (1996) ont estimé que la quantité d'oxygène en phase solide vers 6 étoiles jusqu'à 600 pc du Soleil était de $\log({\rm O/H}) \approx -3.74$, et Meyer et al. (1998) ont mesuré l'oxygène en phase gazeuse ≈ -3.47. La somme de ces valeurs s'accorde bien avec la valeur solaire de Asplund et al. (2005) et implique donc une déplétion sur les grains de poussières de l'oxygène par un facteur 3 au voisinage du Soleil. Il semble ainsi qu'une autre raison soit responsable des grandes différences observées entre les gaz neutre et ionisé des galaxies bleues compactes.

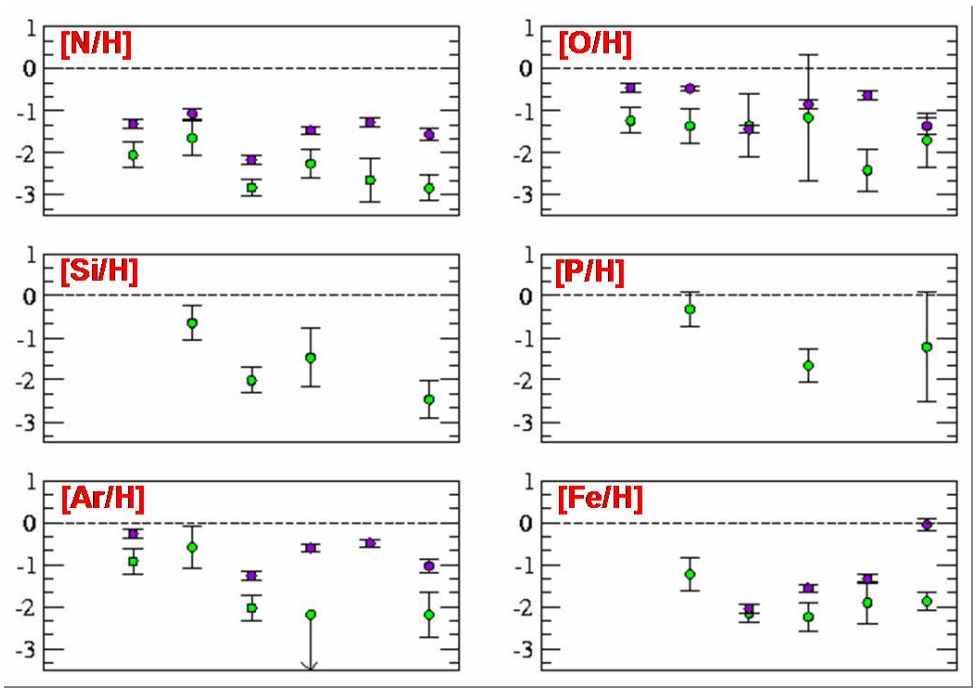


FIG. 3.6 – Abondances dans le gaz neutre (cercles verts) et ionisé (cercles violets) des galaxies bleues compactes. De gauche à droite : NCG1705 (Heckman et al. 2001), NGC625 (Cannon et al. 2005), IZw18 (Lecavelier des Etangs et al. 2004), IZw36 (Lebouteiller et al. 2004), Markarian 59 (Thuan et al. 2002), et SBS0335-052 (Thuan et al. 2005). Toutes les abondances sont normalisées par rapport aux abondances solaires.

L'abondance du fer est beaucoup plus difficile à discuter car cet élément est très sensible à la déplétion sur les grains. Cette incertitude est amplifiée par le fait que la déplétion pourrait être différente dans les phases gazeuses neutre et ionisée. Dans les galaxies bleues compactes, on calcule des abondances soit identiques dans les deux phases soit plus faibles dans la phase neutre. Ce pourrait être une conséquence d'une déplétion plus importante dans cette dernière. Notons toutefois que Howk & Savage (1999) mesure un contenu similaire en poussière dans les phases neutre et ionisée de la Voie Lactée. D'autre part, de même que pour l'oxygène, une autre raison pourrait être invoquée : la majorité du fer devrait être relâché et mélangé dans des échelles de temps différentes que l'azote ou les α-éléments. Si donc nous sommes en train de prendre un "cliché" des abondances à un moment où tout le fer n'est pas encore mélangé, on parvient à expliquer ces sous-abondances dans la phase neutre, non encore enrichie.

Notons, pour conclure cette discussion, que les abondances du gaz ionisé des galaxies bleues compactes sont principalement déduites des raies d'émission interdites détectées de l'infrarouge moyen à l'ultraviolet proche. Or ces raies fournissent des abondances systématiquement plus faibles que lorsqu'on utilise des raies de recombinaison (voir par exemple Tsamis et al. 2003 ; Esteban et al. 2005). Les différences de détermination seraient dues à des fluctuations de température électronique et/ou à une composition chimique inhomogéne (voir Tsamis & Péquignot 2005). Ce problème n'explique pas, et au contraire accentue, le désaccord entre nos déterminations d'abondance du gaz neutre avec celles du gaz ionisé.

Quoiqu'il en soit, il semble donc y avoir une tendance générale pour les métaux à

être déficients dans la phase neutre par rapport à la phase ionisée. L'ionisation ne peut pas expliquer les sous-déterminations de N et Ar, sauf peut-être pour la galaxie IZw36. Plusieurs raisons physiques peuvent être invoquées pour expliquer de telles différences, ainsi que celles observées pour O et Fe. Nous les discutons dans le chapitre 6. Notons d'ores et déjà que dans les galaxies NGC1705, NGC625 et Markarian 59, pour lesquelles $\delta_{\rm HI}$(N/H, Ar/H, O/H, Fe/H) > 0, le gaz neutre pourrait être dilué par la présence de gaz peu métallique sur les lignes de visée. Les autres galaxies pourraient avoir été enrichies différemment dans leurs phases gazeuses neutre et ionisée, de telle sorte que les abondances des α-éléments, de N et de Fe, dont le mélange dans le MIS n'est pas simultané, sont singulières.

La méthode employée pour déterminer la composition du gaz neutre fait appel à plusieurs hypothèses qui pourraient induire des erreurs systématiques sur la détermination des densités de colonne. De nouveaux résultats sur les galaxies bleues compactes permettront de dégager des tendances plus claires pour expliquer les sous-abondances dans le gaz neutre. En parallèle il est également nécessaire d'améliorer la méthode et de tester certaines des hypothèses qui ont été faites.

Chapitre 4

Approfondissement de la méthode : étude de la région H II NGC604

La déficience en métaux dans le gaz neutre des galaxies bleues compactes est surprenante et doit être expliquée. Avant de mettre en avant de possibles interprétations physiques, il nous est apparu nécessaire de valider certaines hypothèses, tout en continuant à améliorer la méthode. Pour ce faire, nous avons étudié avec FUSE *la région H*II *géante NGC604 dans la galaxie spirale naine M33. Nous y analysons le contenu en métaux, corrigeant des effets d'ionisation, vérifiant le continu stellaire à l'aide de modèles, et trouvons finalement une sous-abondance de N, O et Ar dans le gaz neutre par rapport au gaz ionisé, tandis que le fer semble avoir la même abondance dans les deux phases gazeuses.*

Sommaire

4.1 Introduction **63**
4.2 Observations de NGC604 . . . . . **64**
4.3 Méthode spécifique **66**
4.3.1 Structure de la ligne de visée 66
4.3.2 Ajustement du continu 66
4.3.3 Contamination des raies interstellaires de NGC604 68
4.3.4 La largeur des raies 70
4.4 Quantité d'hydrogène neutre **71**
4.4.1 Le H I global 72
4.4.2 Lignes de visée individuelles 79
4.4.3 Le H I adopté 80
4.5 Les métaux **81**
4.5.1 Raies observées 81
4.5.2 Vitesses radiales 82
4.5.3 Vitesses turbulentes 84
4.5.4 Densités de colonne 85
4.6 Modélisation de la structure d'ionisation **87**
4.6.1 Contraintes observationnelles 88
4.6.2 Paramètres d'entrée 90
4.6.3 Paramètres libres 90
4.6.4 Résultats 90
4.7 Discussion des abondances **91**

4.8 Indices sur des effets de saturation 94

4.1 Introduction

Les résultats concernant la composition chimique du gaz neutre des galaxies bleues compactes sont très surprenants. Nous sommes en effet en face d'un paradoxe : mesurant la métallicité du milieu interstellaire à l'aide de deux méthodes différentes (dans le gaz neutre, en absorption − dans le gaz ionisé, en émission), nous aboutissons à un désaccord. Cette différence est particulièrement importante car les métaux du MIS des galaxies naines sont principalement dans la phase H I, et les abondances chimiques habituellement déterminées dans le gaz ionisé des régions H II pourraient ne pas être représentatives des réelles abondances des galaxies. Il existe certes des raisons physiques pour expliquer une sous-abondance relative des métaux dans le gaz neutre (voir chapitre 6) : les phases neutre et ionisée peuvent par exemple avoir connu une histoire différente de leur enrichissement en métaux. Cependant, des incertitudes demeurent encore quant aux hypothèses de travail et la plupart des paramètres liés à ces incertitudes (ionisation, saturation, ...) n'ont été jusqu'à présent que qualitativement étudiés.

C'est pourquoi nous avons initié une nouvelle approche consistant à observer les régions H II géantes individuelles dans les galaxies spirales. Les galaxies spirales contiennent nombre de régions H II géantes, facilement visibles sur des plaques photographiques comme des tâches rougeâtres disséminées sur les bras spiraux. Ces régions sont le siège d'une intense formation d'étoiles. Elles peuvent être considérées comme des exemples à petite échelle des sites de formation extrêmes tels que les galaxies à flambée de formation d'étoiles. Dans ces régions sont produites des centaines, voire des milliers d'étoiles parmi les plus massives observées dans les galaxies (O, B, Wolf-Rayet). Ces étoiles ont le potentiel pour influencer chimiquement la galaxie dans un laps de temps relativement court après leur formation. La plupart des régions H II géantes sont jeunes et caractérisées par une formation d'étoiles quasi-instantanée (voir par exemple Mas-Hesse & Kunth 1991). La majorité des étoiles les plus massives semblent s'y être formées il y a moins de 2-3 millions d'années (voir par exemple Pellerin 2005).

À cause de l'extinction dans le plan Galactique, il est souvent difficile voire impossible d'observer les régions H II de notre Voie Lactée, exception faite des régions les plus proches. C'est pourquoi il est judicieux d'étudier les régions H II dans d'autres galaxies (LMC, SMC), et en particulier dans les spirales vues de face. M31 est la galaxie spirale la plus étendue dans le ciel ; malheureusement il ne semble pas y avoir de régions H II grandes et brillantes. Au contraire, la galaxie spirale naine M33 contient de nombreuses régions H II dont plusieurs possèdent leur propre numéro NGC. Les plus brillantes sont NGC604, NGC595, NGC588 et NGC592.

Les régions H II géantes proches offrent l'avantage de pouvoir être observées seules, minimisant les problèmes liés à l'observation simultanée de plusieurs régions aux abondances chimiques et conditions physiques différentes dans une même ouverture de spectrographe. Leur luminosité apparente est plus grande que celle des galaxies bleues compactes. On arrive dans certains cas à résoudre leurs étoiles individuellement. La population stellaire d'une région H II individuelle est décrite par une fonction de masse initiale, un âge et une métallicité unique. On peut ainsi caractériser de manière fiable l'âge de la formation d'étoiles y prenant place. N'oublions toutefois pas que, même si nous observons une région H II unique, les conditions physiques et chimiques peuvent y être localement inhomogènes (ionisation, densité, abondances, etc...). Seule une analyse spatiale poussée permettrait d'éviter les incertitudes qui en découlent.

En observant des régions H II dans les galaxies spirales, nous avons la possibilité d'approfondir la méthode d'ajustement des raies d'absorption dans les régions extragalactiques, et de quantifier les erreurs sur les paramètres encore incertains (influence de la taille de la source sur le profil des raies, ionisation, etc...). La première région H II que nous avons étudiée est NGC604 dans la galaxie spirale naine M33.

4.2 Observations de NGC604

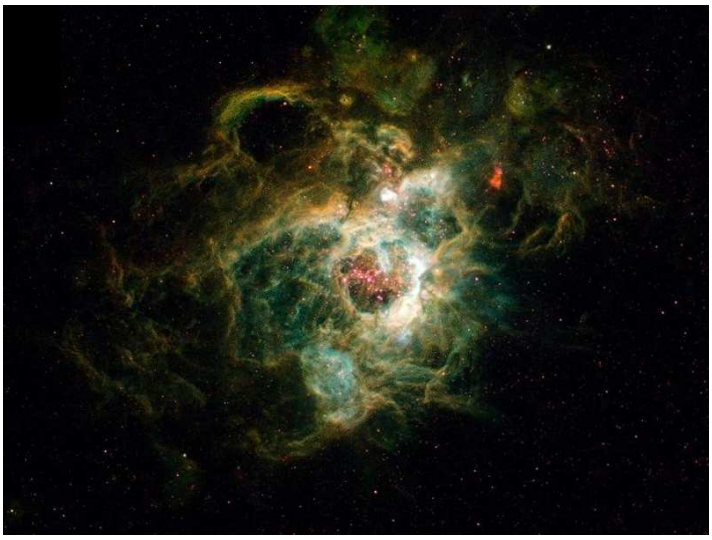


FIG. 4.1 – Photographie (dans le domaine visible, *HST*/WFPC2) de la région H II géante NGC604.

TAB. 4.1 – Observations spectroscopiques de NGC604 en UV et UV lointain.

Instrument	*FUSE*	*FUSE*	HST/*STIS*	*IUE*
PID	B018	A086	9096	
PI	J. Lequeux	W. Keel	A. Boggess	
Date	12/2003	09/2001	08/1998	1979-1984
Domaine	900-1200 Å	900-1200 Å	1150-1730 Å	1150-1950 Å
Temps d'intégration	7 ksec	13 ksec	2 ksec	4.8-22.8 ksec
Ouverture et mode	4" × 20"	30" × 30"	52" × 2"	∼ 10" × 20"
d'observation	(MDRS)	(LWRS)	G140L+MAMA	SWP
Résolution[a]	0.07 Å	0.07 Å	2 Å	5 Å

[a] Résolution spectrale pour une source ponctuelle.

NGC604 (figure 4.1) est la seconde région H II extragalactique la plus brillante dans le ciel après 30 Dorade. Elle se trouve à environ 12' du centre de M33. À une distance de 840 kpc (Freedman et al. 1991), 1" correspond à 4.1 pc. La nébuleuse possède une structure de type cœur-halo, le cœur ayant un diamètre optique de ∼ 220 pc et le halo un diamètre de ∼ 440 pc (Melnick 1980). Le rougissement en avant-plan est

relativement faible avec $E(B-V) = 0.05$ mag selon Sandage & Johnson (1974) ; 0.03 selon McClure & Racine (1969). Le rougissement intrinsèque pour les étoiles de NGC604 est $E(B-V) = 0.1$-0.2 (González Delgado & Pérez 2000), 0.35 (Wilson & Matthews 1995). L'extinction dans la bande optique semble être corrélée à la brillance. Elle est maximale vers les sous-structures les plus brillantes ($A_V = 1.7$-2.8 mag, tandis que l'extinction moyenne de la nébuleuse est $A_V \sim 0.5$ mag), suggérant que la poussière est liée au gaz ionisé (Churchwell & Goss 1999 ; Viallefond et al. 1992).

La population stellaire qui domine le flux dans l'UV lointain possède un âge d'environ 3-5 millions d'années (D'Odorico & Rosa 1981 ; Wilson & Matthews 1995). D'après la photométrie HST, environ 200 étoiles massives seraient contenues dans $\sim 10\,000\,\mathrm{pc}^2$ (Hunter et al. 1996 ; Drissen et al. 1993). Le paramètre d'excitation de la nébuleuse est équivalent à une quarantaine d'étoiles typiques O4 (Israel et al. 1982). Des étoiles O3 et O4 ayant un âge inférieur à 3 millions d'années ont été observées individuellement (Bruhweiler et al. 2003).

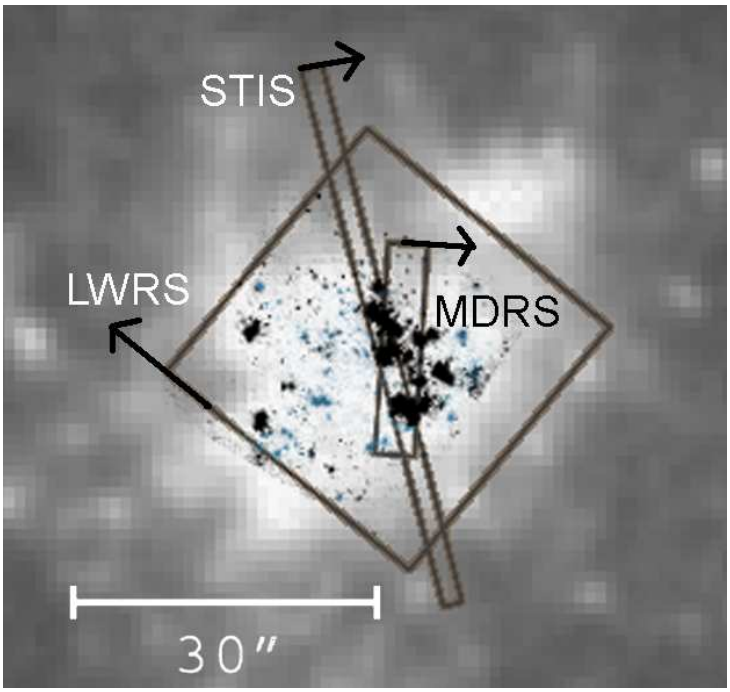


FIG. 4.2 – Positions des fentes par rapport à l'amas stellaire. L'image de fond est prise du survey POSS2 (bande B). Nous avons superposé en noir les étoiles les plus massives vues avec l'imageur de HST/*STIS* à 2000 Å. Les flèches indiquent le sens de dispersion pour chaque fente. Le nord est en haut.

González Delgado & Pérez (2000) trouvent que l'émission en ultraviolet (à travers le filtre F170W de la caméra *WFPC2* du HST, c'est-à-dire vers $\sim$ 1750 Å) est répartie dans 20" $\times$ 20". L'image à haute résolution prise par HST/*STIS* montre que l'étendue vers 1200 Å est proche de $\sim$ 10" $\times$ 15" (voir figure 4.2). L'amas ionisant a été observé avec *FUSE* à travers les ouvertures MDRS et LWRS (voir les observations dans la table 4.1). Ces deux observations combinées nous permettent d'étudier l'influence de l'étendue de la source sur le spectre d'absorption. Une première comparaison permet de constater que le flux est plus faible d'un facteur 4 dans l'observation MDRS. Cette différence est due à la taille de la source vue en UV lointain qui est plus grande que l'ouverture MDRS. En assimilant la source à un disque à répartition de flux uniforme,

l'étendue est plus grande que 4 secondes d'angle en diamètre apparent. D'autre part, si son étendue était aussi grande que 30", on aboutirait à un facteur 11 (rapport entre la surface des ouvertures). Or le rapport observé est de 4, ce qui implique que la taille de la source est plus petite que 30", et vaut environ 10-15".

En outre, les raies sont plus larges dans l'observation LWRS. C'est là encore une conséquence de la distribution spatiale des étoiles brillantes dans la fente d'observation, qui introduit un élargissement des raies d'absorption. Nous discutons plus en détail l'étendue de la source aux longueurs d'onde de *FUSE* et son influence sur le profil des raies d'absorption dans la section 4.3.4.

L'amas stellaire de NGC604 a également été observé avec l'instrument *STIS* à bord du *Hubble Space Telescope*. L'observation spectroscopique *STIS*, grâce à la résolution spatiale relativement grande de l'instrument permet d'extraire les spectres des étoiles individuelles de l'amas. Nous ferons donc référence non pas à un spectre unique mais aux spectres *STIS*. Nous utilisons aussi des spectres *IUE* pour déterminer le contenu en H I en utilisant la raie Lyα.

4.3 Méthode spécifique

4.3.1 Structure de la ligne de visée

Les raies d'absorption interstellaire observées vers l'amas stellaire de NGC604 ont un profil symétrique, toujours reproductible par un profil de Voigt (voir annexe 2.A). Les deux principaux systèmes d'absorption sur la ligne de visée sont le milieu interstellaire dans NGC604 (à une vitesse de $\sim -250\,\mathrm{km\ s^{-1}}$) et la composante de notre Voie Lactée (à $\sim 0\,\mathrm{km\ s^{-1}}$). Une composante en absorption beaucoup plus faible, provenant probablement d'un nuage à grande vitesse, est détectée à une vitesse intermédiaire de $\sim -150\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Ces différentes composantes sur la ligne de visée sont aisément identifiées dans nos spectres.

4.3.2 Ajustement du continu

Dans l'analyse de spectres d'absorption vers des régions H II extragalactiques, le continu est donné par la combinaison des spectres des nombreuses étoiles brillantes en UV lointain. Ces étoiles appartiennent à la population stellaire jeune s'étant formée récemment dans la région H II, dans le cadre d'une flambée d'étoiles. Contrairement aux observations d'une galaxie contenant plusieurs régions H II, la population stellaire est ici définie par une fonction de masse, un âge et une métallicité uniques.

Il est donc possible de modéliser la distribution spectrale d'énergie de la population stellaire, et ainsi vérifier la cohérence du continu que nous avons déterminé dans les fenêtres de calcul (voir section 2.2.3). Le modèle a été obtenu avec la version publique de `Starburst 99` (Leitherer et al. 1999). Il utilise une librairie de spectres observés – et inclut de ce fait des raies interstellaires. Nous pouvons comparer les données aux modèles, en particulier dans les régions riches en raies d'absorption interstellaires, pour lesquelles la forme et l'intensité du continu sont souvent difficiles à évaluer. Noter que nous ne pouvons identifier des différences que sur quelques angströms entre le modèle et les données. Notamment, le type de modèle utilisé ne permet pas d'estimer la contamination des raies interstellaires neutres par des raies d'origine stellaire.

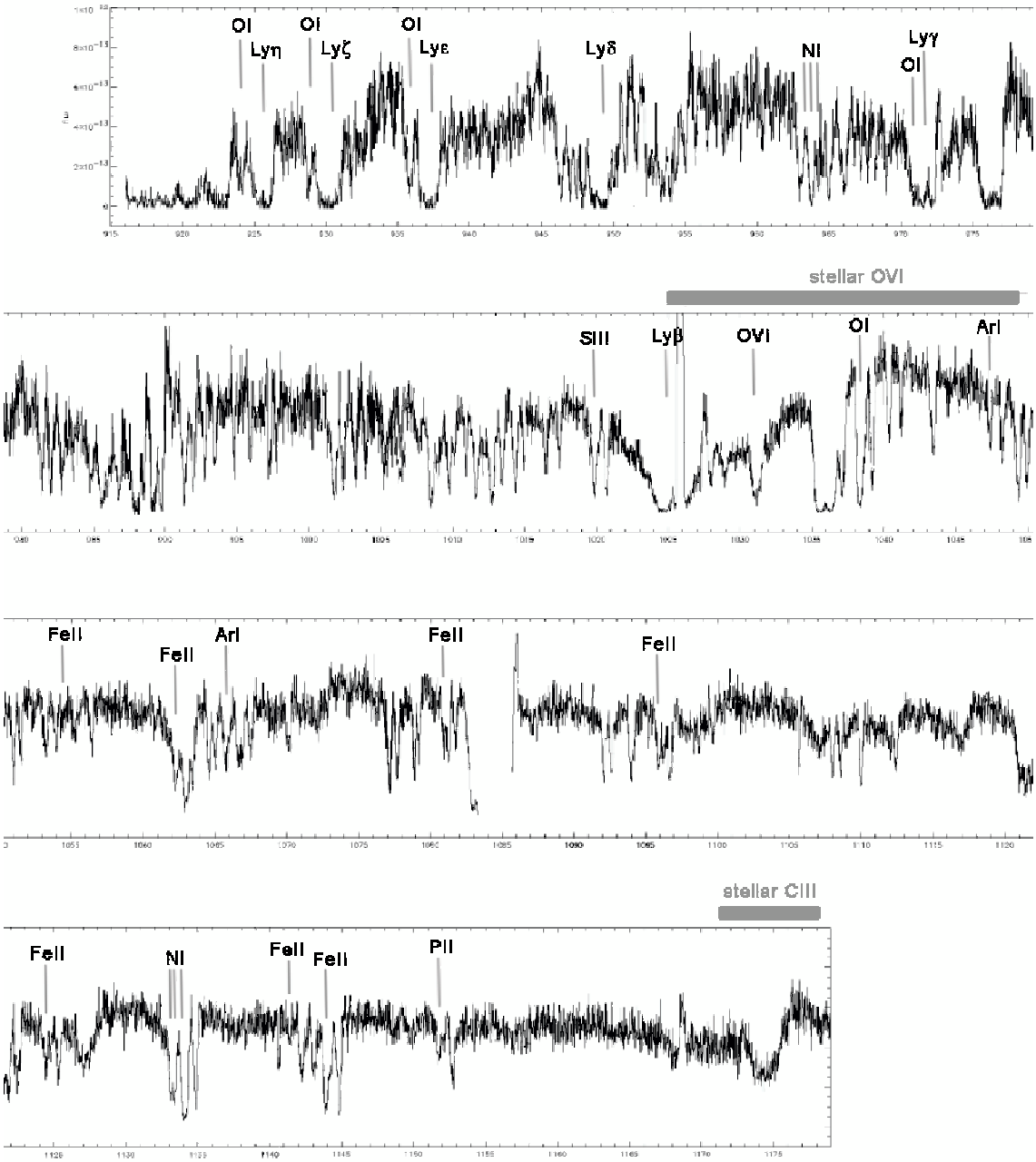


FIG. 4.3 – Le spectre LWRS *FUSE* de NGC604. Les raies interstellaires les plus fortes de NGC604 sont marquées. Nous indiquons aussi les plages des larges profils stellaires P Cygni de O VI et C III.

Nous avons contraint le modèle pour qu'il reproduise les profils P Cygni O VI et C III observables avec *FUSE*. Ces profils sont des outils particulièrement puissants pour contraindre l'âge et la métallicité d'une population stellaire (voir par exemple Robert et al. 2003), et permettent de choisir des modèles adéquats. En utilisant ces profils, Pellerin (2005) a déduit un âge de 3.3 ± 0.5 millions d'années. Cette détermination s'accorde relativement bien aux valeurs trouvées dans la littérature : D'Odorico & Rosa (1981) trouvent 4 millions d'années en utilisant le contenu en étoiles Wolf-Rayet, et Wilson & Matthews (1995) trouvent 4-5 millions d'années en utilisant la photométrie UBV. Nous trouvons que le modèle reproduisant le mieux les profils P Cygni correspond à une métallicité de $0.5\,Z_{\odot}$, une fonction de masse initiale de pente -2.35, et un âge de 3.5 millions d'années (flambée de type instantané).

Nous ne trouvons pas de désaccord important entre le continu que nous avons calculé lors de l'ajustement des profils des raies interstellaires et le modèle. En particulier, il ne semble pas exister dans nos données des plages spectrales où les raies d'absorption interstellaire seraient tellement nombreuses qu'elles empêcheraient une bonne détermination de la forme et de l'intensité du continu. Nous n'avons pas utilisé le modèle pour estimer les erreurs sur le continu qui, rappelons-le, sont déjà prises en compte dans le calcul des incertitudes sur les densités de colonne.

4.3.3 Contamination des raies interstellaires de NGC604

Par des raies stellaires

La contamination par les raies d'absorption d'origine stellaire pourrait s'avérer problématique, en particulier pour les raies de H I. Toutefois, étant donné le jeune âge des étoiles massives contribuant au spectre UV lointain de NGC604 (voir section précédente), on peut s'attendre à ce que les raies photosphériques soient relativement étroites par rapport aux raies interstellaires. Ainsi, leur contribution au profil total des raies de H I est négligeable par rapport au large profil interstellaire de type saturé ou amorti. La contribution des raies photosphériques H I ne commence à être significative que lorsque les étoiles B dominent la population stellaire (Gonzalez Delgado et al. 1997), c'est-à-dire pour des flambées plus vieilles que ~ 10 millions d'années (Robert et al. 2003). Nous avons cependant vérifié en comparant les spectres *FUSE* et *STIS* avec un modèle synthétique *ad hoc* `Starburst 99` (voir figure 4.4). Ce dernier, fourni par C. Leitherer et F. Bresolin (communication privée), utilise une nouvelle librairie de spectres théoriques d'atmosphères stellaires, et n'inclut donc pas de raies interstellaires, contrairement aux modèles publics que nous avons utilisés dans la section précédente. En comparant aux données, nous ne trouvons pas de contaminations notables, les raies stellaires H I étant relativement étroites.

Noter qu'au contraire, les raies des espèces ionisées telles que S III, Fe III, ... selon qu'elles sont de résonance ou non, peuvent être contaminées par les raies des vents stellaires. Par exemple, la raie C III à 1175.6 Å n'est pas une raie de résonance et n'est donc que d'origine stellaire. Toutefois ces raies ne nous intéressant pas directement, nous ne discuterons pas d'avantage cette contamination.

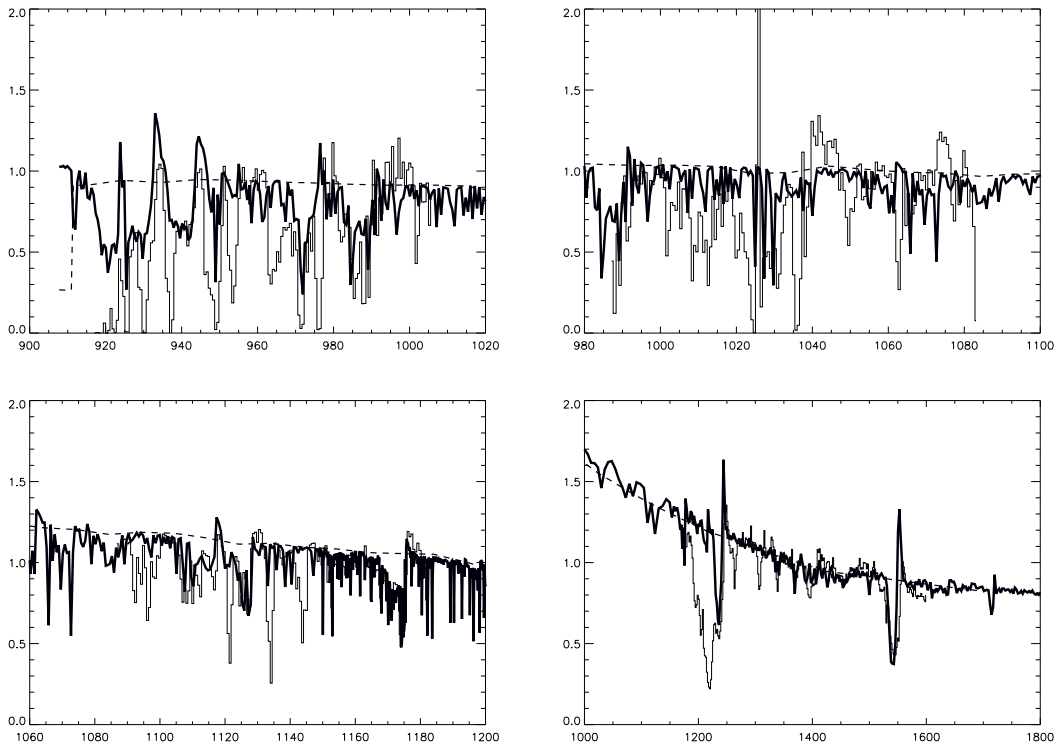


FIG. 4.4 – Les spectres stellaires théoriques (en trait plein épais) sont superposés aux données *FUSE* et HST/*STIS* (histogramme) de manière à mettre en évidence la contamination du H I interstellaire par les raies photosphériques, et le continu stellaire (tirets épais). Le flux (unités arbitraires) est représenté en fonction de la longueur d'onde (Å) pour les trois régions entre ~ 900 Å and ~ 1200 Å (domaine couvert par *FUSE*) et pour la fenêtre $\sim 1200-1800$ Å (*STIS*). Les modèles impliquent une flambée instantané de 3.5 millions d'années et une métallicité de $0.4\,Z_{\odot}$. Noter que la région vers $\sim$ 1040 Å, autour de la raie stellaire O VI (qui n'est pas complètement radiative) n'est pas bien reproduite, car la physique adéquate manque encore dans les modèles d'atmosphères stellaires utilisés.

Par le nuage interstellaire sur la ligne de visée

Une absorption est visible pour quasiment toutes les raies des espèces neutres à une vitesse intermédiaire entre NGC604 et la Voie Lactée, vers $-150\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Les composantes intrinsèques à NGC604, à notre Voie Lactée, et à ce nuage sur la ligne de visée sont aisément séparables et identifiables. L'ajustement des profils des raies n'est pas compliqué par cette composante supplémentaire, sauf cas de figures particuliers. Noter qu'il semble exister une absorption visible pour les raies les plus fortes du fer, à environ $-370\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, venant d'un nuage à grande vitesse (Keel et al. 2004, composante détectée en O VI par Wakker et al. 2003).

Par les raies d'hydrogène moléculaire Galactique

Les raies rotationnelles-vibrationnelles de H_2 (bandes Lyman et Werner) détectables avec *FUSE* sont à la fois une information appréciable, mais aussi un inconvénient pour l'étude des raies atomiques d'une cible extragalactique. En effet, leur nombre est considérable, et il suffit que la ligne de visée intercepte une section suffisamment importante de notre Galaxie pour que le H_2 local contamine fortement les spectres. C'est le cas de NGC604 puisque la latitude Galactique de M33 n'est que de $\sim -31°$. Les raies d'hydrogène moléculaire de notre Voie Lactée prennent leur origine dans le milieu diffus. Cette phase H_2 est à la limite des environnements denses et auto-écrantés (des températures de 100 K sont détectées localement, Keel et al. 2004).

4.3.4 La largeur des raies

Les raies sont plus larges dans l'observation LWRS que dans l'observation MDRS (figure 4.5). Outre la largeur intrinsèque due aux mouvements thermiques et microturbulents, les causes d'élargissement sont *a priori* multiples :

- *La dispersion des vitesses radiales des nuages interstellaires sur les lignes de visée.* Cet effet est probablement plus faible dans le cas d'une région H II individuelle que pour les observations d'une galaxie entière.
- *La réponse instrumentale.* Pour une source brillante ponctuelle observée avec *FUSE*, la largeur à mi-hauteur est ~ 12 pixels, c'est-à-dire $\sim 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$(Hébrard et al. 2002).
- *Les défauts d'alignement des expositions individuelles.* Le spectre final de l'observation résultant de la co-addition des expositions, il peut exister des erreurs dans le recalage entre les spectres individuels, en particulier lorsque le rapport signal-sur-bruit est très faible. Cependant, étant donné la qualité du spectre LWRS de NGC604, nous estimons que cette contribution à la largeur des raies est négligeable.
- Enfin, *la distribution spatiale des étoiles brillantes* en UV lointain dans l'ouverture (dans la direction de dispersion) résulte aussi en un élargissement des raies. C'est sans doute la raison principale de la différence de largeurs de raies entre les observations *FUSE* utilisant les deux ouvertures différentes.

Afin d'estimer les élargissements qui s'additionnent à la largeur intrinsèque des raies, nous avons choisi le paramètre *élargissement des raies* comme un paramètre libre dans `Owens`. Nous avons calculé sa valeur la plus probable dans les deux observations utilisant deux ouvertures différentes de *FUSE* (voir figure 4.5). Il devient ainsi

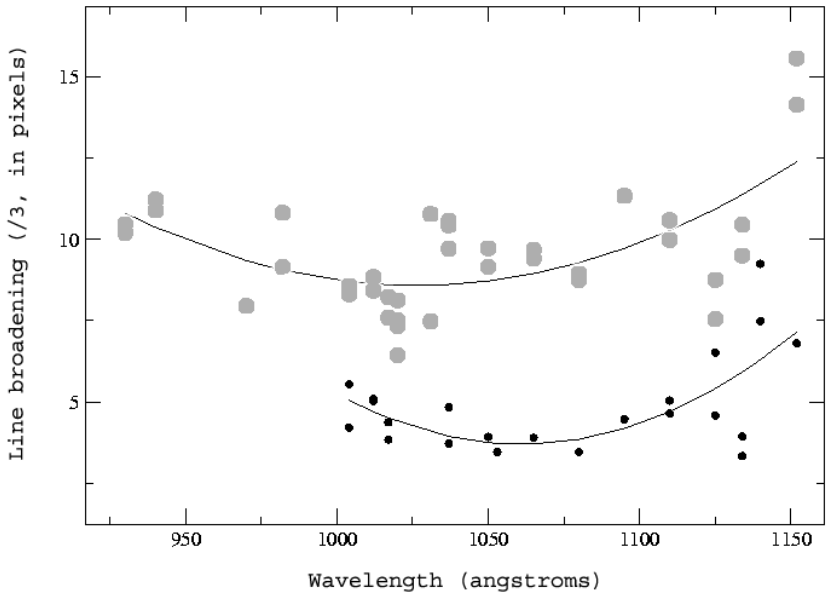


FIG. 4.5 – Valeurs les plus probables du paramètre *élargissement des raies*, pour les deux observations *FUSE*. Chaque point indique une fenêtre de calcul. L'élargissement a été divisé par trois. Les gros points gris représentent les fenêtres de calcul de l'observation LWRS, les petits points noirs l'observation MDRS.

possible de vérifier l'influence de l'étendue de la source – contribution à l'élargissement des raies que l'on attend être dominante. La valeur la plus probable pour l'observation MDRS (ouverture 4" × 20") est de ∼ 15 pixels (c'est-à-dire ∼ 25 km s^{-1}). Cette détermination est relativement proche de l'élargissement pour une source ponctuelle, et correspond à une étendue spatiale de ∼ 5"[1], ce qui est comparable à la taille de l'ouverture MDRS dans le sens de la dispersion. La valeur la plus probable de l'élargissement pour l'observation LWRS (30" × 30") est d'environ 30 pixels. Keel et al. (2004) trouve une valeur similaire puisqu'ils déterminent que l'élargissement dû à la taille de l'amas dans NGC604 est d'environ 60 km s^{-1}. Ces valeurs impliquent une étendue spatiale de ∼ 16", ce qui est plus petit que l'ouverture et correspondrait à l'étendue véritable des étoiles participant au flux aux longueurs d'onde de *FUSE* (voir l'image HST/*STIS* à 2000 Å de la figure 4.2).

4.4 Quantité d'hydrogène neutre

La quantité d'hydrogène neutre interstellaire dans NGC604 a été mesurée en émission à l'aide de la raie de structure hyperfine à 21 cm. On mesure dans ce cas le H I chaud tout autour de la région, le H I froid ne contribuant que peu à l'émission totale.

En faisant l'hypothèse que la distribution du H I dans M33 pouvait être représentée par une couche de densité uniforme avec la présence de *trous* synonymes de sous-densités, Deul & den Hartog (1990) ont trouvé que les régions H II NGC604 et NGC595

[1]La résolution d'une source de 30 secondes d'angle correspond à 100 km s^{-1}, c'est-à-dire 60 pixels.

coïncident avec des structures H I sous-denses de morphologie similaires. Le manque d'émission y est attribué à l'ionisation. La structure coïncidant avec NGC604 (#127 dans l'article) possède les propriétés suivantes :

- Distance au centre de M33 : 3.3 kpc,
- Vitesse héliocentrique radiale : $-245 \pm 4\,\mathrm{km\ s^{-1}}$,
- Vitesse d'expansion : $21 \pm 2\,\mathrm{km\ s^{-1}}$,
- Taille de l'ellipse ajustant les contours d'intensité à 50% : 100×140 pc (± 40 pc),
- Age dynamique (supposant une vitesse d'expansion constante) : 3 millions d'années,
- Densité n(H I) : $0.63 \pm 0.3\,\mathrm{cm^{-3}}$,
- Masse : $1 \pm 0.5 \times 10^4$ $\mathrm{M_\odot}$,
- Énergie nécessaire pour avoir formé le trou : 7.6 10^{50} ergs.

La densité de colonne de H I mesurée par Dickey & Brinks (1993) est log N(H I) = 21.38 ± 0.01 (intégration dans un faisceau de 45" × 45"). Newton (1980) trouve 21.43 ± 0.50 (faisceau de 47" × 93"). Pour des raisons de géométrie, la comparaison entre la quantité de H I mesurée en émission (autour de l'amas) et celle mesurée en absorption (devant l'amas, voir section suivantes) n'est pas immédiate. Notons pour information que la moitié de la quantité mesurée en émission est de l'ordre de 21.1 et que les faisceaux d'intégration sont du même ordre − bien qu'un peu plus grands − que l'angle solide couvert par l'ouverture LWRS de *FUSE*.

En absorption, nous avons potentiellement accès à toutes les raies H I de la série de Lyman. Lyα est aisément observable avec *STIS* et *IUE*, tandis que *FUSE* donne accès à toutes les autres raies de la série, de Lyβ à Lyμ. Se pose dans tous les cas le problème de la contamination par le H I Galactique sur la ligne de visée (étant donnée la faible absorption visible dans les raies métalliques du nuage interstellaire sur la ligne de visée, on néglige sa contribution au profil total H I). En effet, les raies de H I étant particulièrement larges, on ne sépare pas la composante Galactique de la composante intrinsèque, ce qui pose problème car on peut s'attendre *a priori* à mesurer une quantité similaire de H I dans les deux composantes. Néanmoins, Velden (1970) évalue un H I Galactique plus petit que le H I intrinsèque sur la ligne de visée particulière de NGC604. Le relevé de Heiles (1975) donne une densité de colonne Galactique de quelques $10^{20}\,\mathrm{cm^{-2}}$. On obtient une estimation plus précise à partir de l'excès de couleur $E(B-V) \approx 0.04$ (voir section 4.2 : en supposant $N(\mathrm{H\,I})/E(B-V) = 5.8 \times 10^{21}\,\mathrm{cm^{-1}\,mag^{-1}}$ (Bohlin et al. 1978), on trouve log N(H I) = 20.4.

Mesurons maintenant la quantité de H I dans NGC604 en absorption, à l'aide de *FUSE*, *IUE* et *STIS*. Les ouvertures n'étant pas identiques (voir figure 4.6), on échantillonne des régions dont le contenu en H I pourrait être différent. Notons cependant que les ouvertures de *IUE* et *FUSE* englobent toute la région qui émet vers ~ 1200 Å (étendue de l'ordre de $\sim$ 10-15", voir section précédente). La fente *STIS* échantillonne en revanche une partie bien plus petite.

4.4.1 Le H I global

Les ouvertures *IUE* et *FUSE* permettent de sonder toute la région neutre devant l'amas ionisant. Il est impossible d'extraire un spectre vers une étoile donnée dans la fente étant données la faible résolution spatiale accessible.

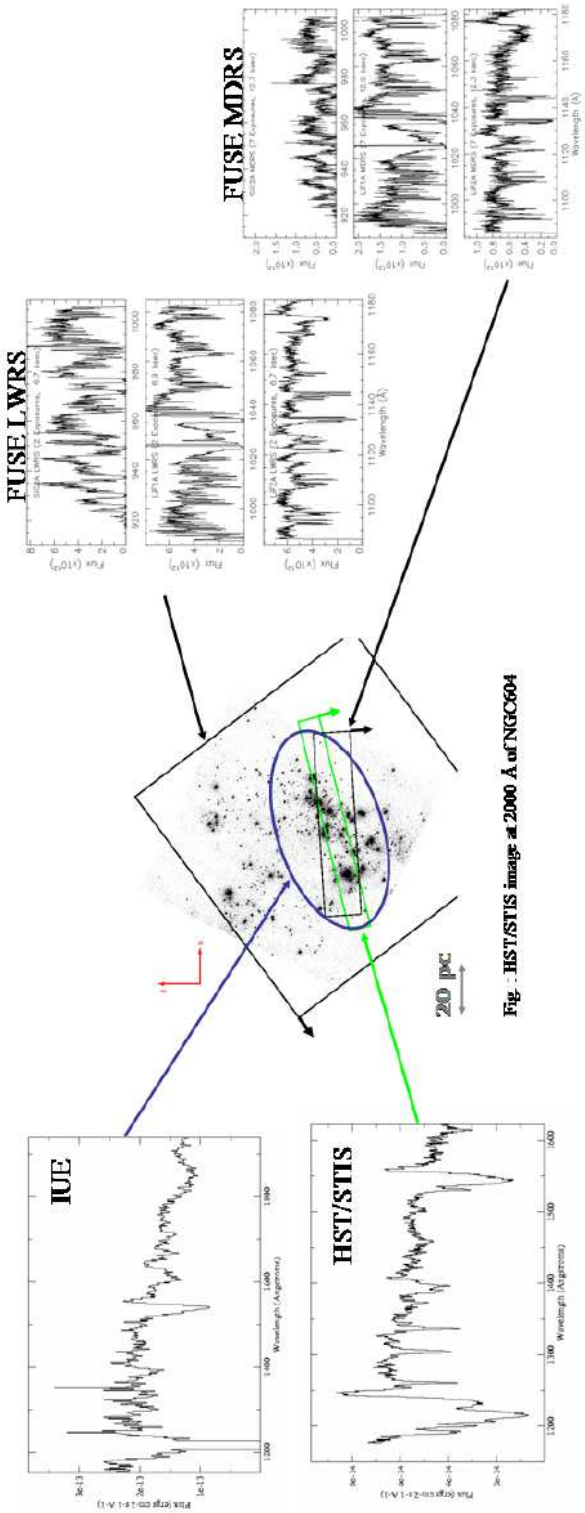


FIG. 4.6 – Comparaison des observations *FUSE*, *IUE* et HST/*STIS* de l'amas de NGC604.

Avec *FUSE*

Bien que les raies de Lyβ à Lyμ tombent dans le domaine de *FUSE*, nous avons utilisé la raie Lyβ uniquement, dont les ailes d'amortissement donnent une contrainte forte sur la densité de colonne de H I. En effet, les autres raies de la série de Lyman sont saturées, et ne fournissent une information fiable que sur la largeur des raies. La raie Lyβ est mélangée avec le doublet stellaire P Cygni O VI à 1031.9 et 1037.6 Å. Nous avons tenté de modéliser ce profil stellaire en supposant en première approximation que la composante en absorption du profil P Cygni global était symétrique. Nous ne sommes certes pas dans le cas d'une étoile individuelle dont le profil P cygni est clairement asymétrique, mais dans le cas d'une population stellaire d'étoiles jeunes. Les décalages des étoiles sur la fente, transposés en longueur d'onde, sont négligeables par rapport à la largeur d'un profil P Cygni typique. Cependant, les différents profils ont des vitesses terminales variées. Le mélange de toutes ces composantes a donc des raisons d'être plus symétrique qu'un profil individuel. Dans les spectres de NGC604, cette symétrie est observée notamment pour les profils de C III et Si IV. Nous avons par ailleurs supposé que la composante en absorption du profil P Cygni global pouvait être reproduite par une gaussienne. Ces hypothèses sont fortes ; elles autorisent néanmoins la variation de la largeur et de la profondeur de l'absorption stellaire, et donc du continu sur lequel se superposent les raies d'absorption interstellaire dont la raie Lyβ du H I. La composante en émission du profil stellaire O VI a été ignorée pour l'ajustement des données. Nous arrivons à reproduire l'absorption H I+O VI avec une absorption stellaire O VI ayant une largeur de $\sim 1300\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ et une vitesse de $\sim -1500\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ (voir figure 4.7). Ce sont des valeurs typiques auxquelles on peut en effet s'attendre pour des vents d'étoiles massives. Nous mesurons alors une densité de colonne $\log N(\mathrm{H\,I}) = 20.75 \pm 0.20$ dans NGC604. On peut voir sur la figure 4.8 les profils pour $\log N(\mathrm{H\,I}) = 20.75$, 20.75 ± 0.30, et 20.75 ± 0.60. Le cœur de la raie Lyβ constitue la principale contrainte sur l'estimation de la densité de colonne. Dans cet ajustement simultané, nous avons calculé que le H I de la Voie Lactée vaut ≈ 20.7. Noter qu'à cause de la dépendance en métallicité, la raie O VI stellaire est relativement moins forte dans les spectres des galaxies bleues compactes.

Avec *IUE*

La quantité de H I peut aussi être évaluée à partir de la signature de Lyα dans les spectres basse-résolution d'*IUE*. Lyα est mélangée avec le profil P Cygni stellaire N V λ1240. De manière à estimer cette contamination, nous avons décidé de modéliser la composante en absorption du profil P Cygni, en utilisant la méthode décrite dans la section précédente. Dans l'analyse, nous avons inclus deux autres raies d'origine stellaire : Si IV λ1400 et C IV λ1550. Nous avons fait l'hypothèse que les absorptions de ces profils avaient des largeurs et vitesses radiales identiques. En effet, ces raies devraient se former plus ou moins dans les mêmes conditions dans les vents stellaires. Nous trouvons que la valeur moyenne de la largeur des absorptions de N V, Si IV et C IV est de $\sim 1200 \pm 200\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, et la vitesse de $\sim -1600 \pm 150\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Notons que le profil stellaire O VI est *a priori* différent, car le degré d'ionisation devrait dépendre des chocs dans les vents stellaires (voir par exemple Macfarlane et al. 1993). Malgré cela, nous trouvons une largeur et une vitesse comparables aux valeurs déduites de N V, Si IV et C IV. Une telle similitude a également été trouvée pour des étoiles des Nuages de

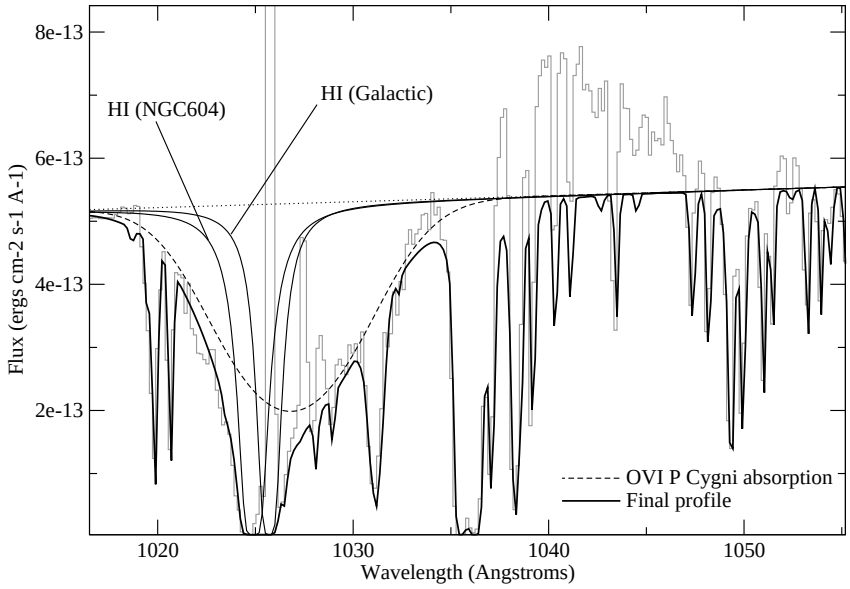


FIG. 4.7 – Le profil Lyβ observé dans le spectre LWRS *FUSE* est contaminé par l'absorption du doublet stellaire P Cygni O VI. La composante en émission n'a pas été prise en compte pour le calcul des ajustements de profils. Pour des raisons d'affichage, toutes les autres raies interstellaires ne sont pas identifiées et les données ont été rééchantillonnées par un facteur 8.

Magellan (Walborn et al. 2002). Nous avons utilisé la valeur du H I Galactique mesurée avec *FUSE*, et calculé le H I dans NGC604 à partir de 10 spectres *IUE* (voir tableau 4.2). Nous trouvons une densité de colonne moyenne de log $N(\mathrm{H\,I}) = 21.07^{+0.17}_{-0.24}$.

Avec *STIS*

La haute résolution spatiale de l'observation *STIS* (voir figure 4.11) a permis d'observer un spectre vers chaque étoile dans la fente. Ces spectres nous ont été aimablement fournis par C. Miskey et F. Bruhweiler. Nous avons évalué le H I global dans la fente (52" × 2", en réalité ∼ 15" × 2" étant donnée l'étendue de NGC604) en sommant ces spectres individuels. De cette manière, nous simulons le spectre d'un amas entier, par exemple comme ce que nous observons avec *FUSE*. Étant donnée la grande dispersion du réseau G140L (∼ 2 Å) combinée à la largeur de la fente de 2", une position excentrée de l'étoile dans la fente peut résulter en un décalage spectral allant jusqu'à plusieurs milliers de km s^{-1}. Nous avons donc corrigé ces décalages en nous basant sur les positions des étoiles dans la fente. Ceci nous a permis d'atteindre une précision de l'ordre d'un pixel, correspondant à une dispersion de vitesse de moins de ∼ 150 km s^{-1}, du même ordre que la dispersion le long de l'ouverture LWRS de *FUSE* (∼ 50 km s^{-1}). Nous avons utilisé la valeur de la densité de colonne du H I Galactique déterminé avec le spectre *FUSE*. En utilisant la raie "Lyα globale" du spectre sommé (voir figure 4.10), nous obtenons une densité de colonne de H I dans NGC604 de log $N(\mathrm{H\,I}) = 20.67^{+0.19}_{-0.22}$.

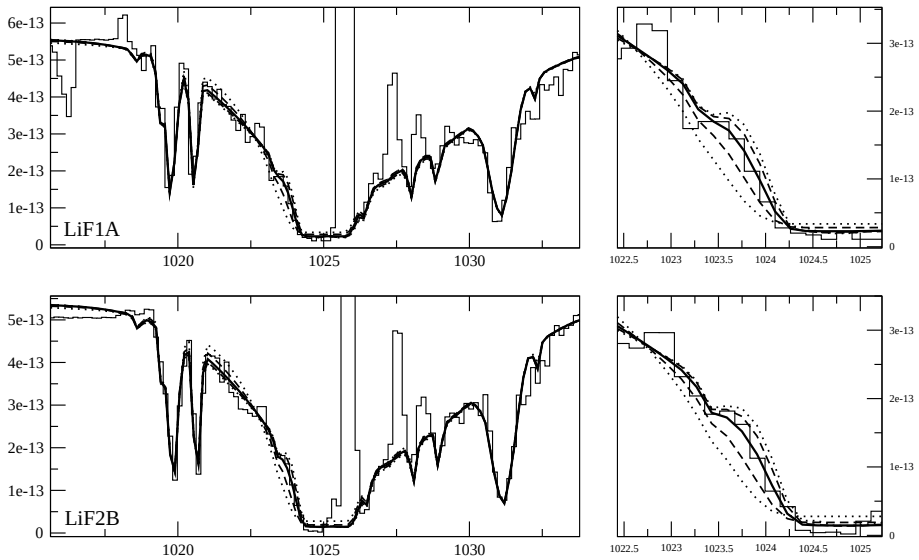


FIG. 4.8 – Profil de la raie Lyβ dans NGC604. Nous traçons les profils pour log N(H I) = 20.75 (trait plein épais), 20.75 ± 0.30 (tirets), et 20.75 ± 0.60 (pointillés). La principale contrainte sur la détermination de la densité de colonne de H I est donnée par le cœur de la raie.

TAB. 4.2 – Déterminations de la densité de colonne de H I (en cm^{-2}, et en unité logarithmique) pour chaque spectre *IUE* de NGC604.

Spectre	Temps d'exp. (ksec)	log N(H I)
swp16034	10.8	$20.99^{+0.27}_{-0.72}$
swp16035	11.3	$21.17^{+0.12}_{-0.19}$
swp19154	18.0	< 21.30[a]
swp19181	15.3	$21.02^{+0.16}_{-0.20}$
swp24509	15.6	$20.85^{+0.11}_{-0.14}$
swp04162	4.8	$21.21^{+0.22}_{-0.40}$
swp05682	6.0	$21.01^{+0.29}_{-0.68}$
swp06638	4.8	< 21.33[a]
swp07349	6.4	$21.27^{+0.07}_{-0.05}$
swp24508	5.4	$20.87^{+0.13}_{-0.09}$
Densité de colonne moyenne		$21.07^{+0.17}_{-0.24}$

[a] La raie Lyα est fortement contaminée par l'émission de la géocouronne.

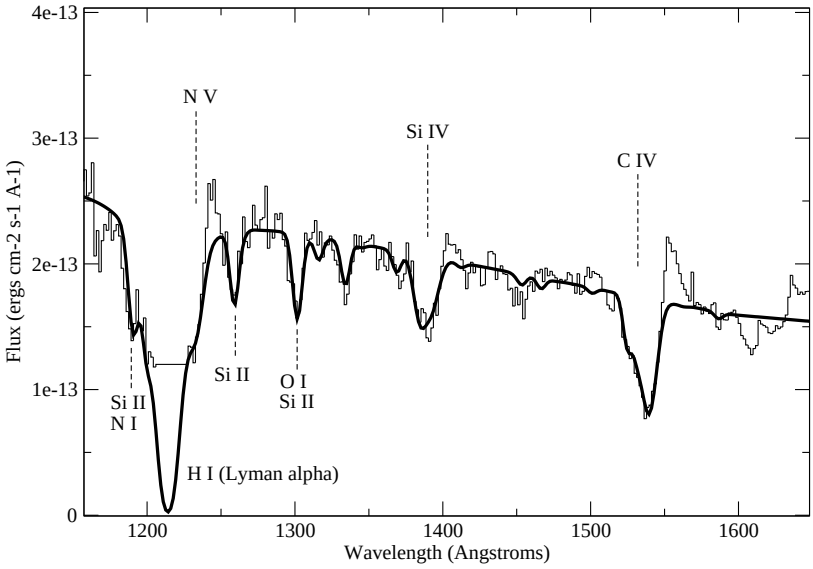


FIG. 4.9 – Un des 10 spectres *IUE* de NGC604 utilisés. Le trait épais représente l'ajustement des données (histogramme). Les raies marquées en haut sont d'origine stellaire. Les autres raies sont interstellaires. L'émission géocoronale vers ~ 1210 Å a été supprimée. Les composantes en émission des profils P Cygni n'ont pas été pris en compte pour l'ajustement des profils.

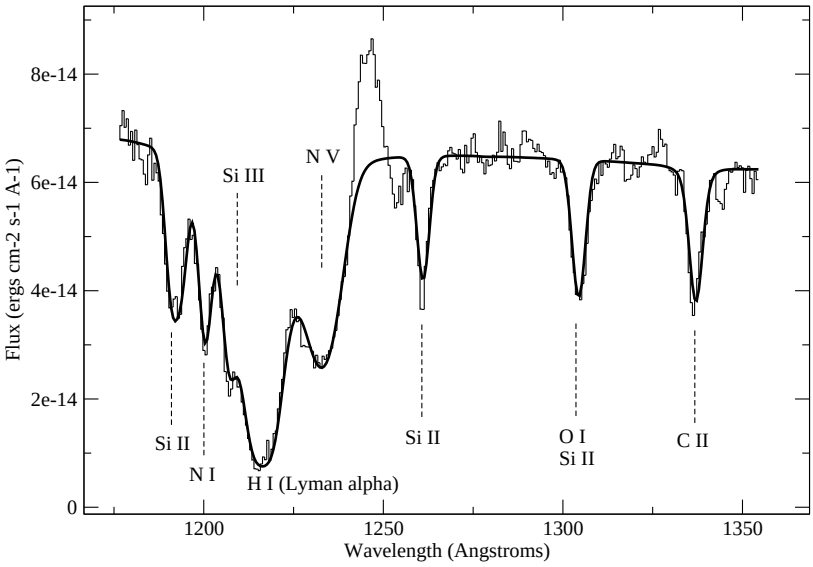


FIG. 4.10 – Ajustement de la raie Lyα d'après le spectre sommé HST/*STIS*.

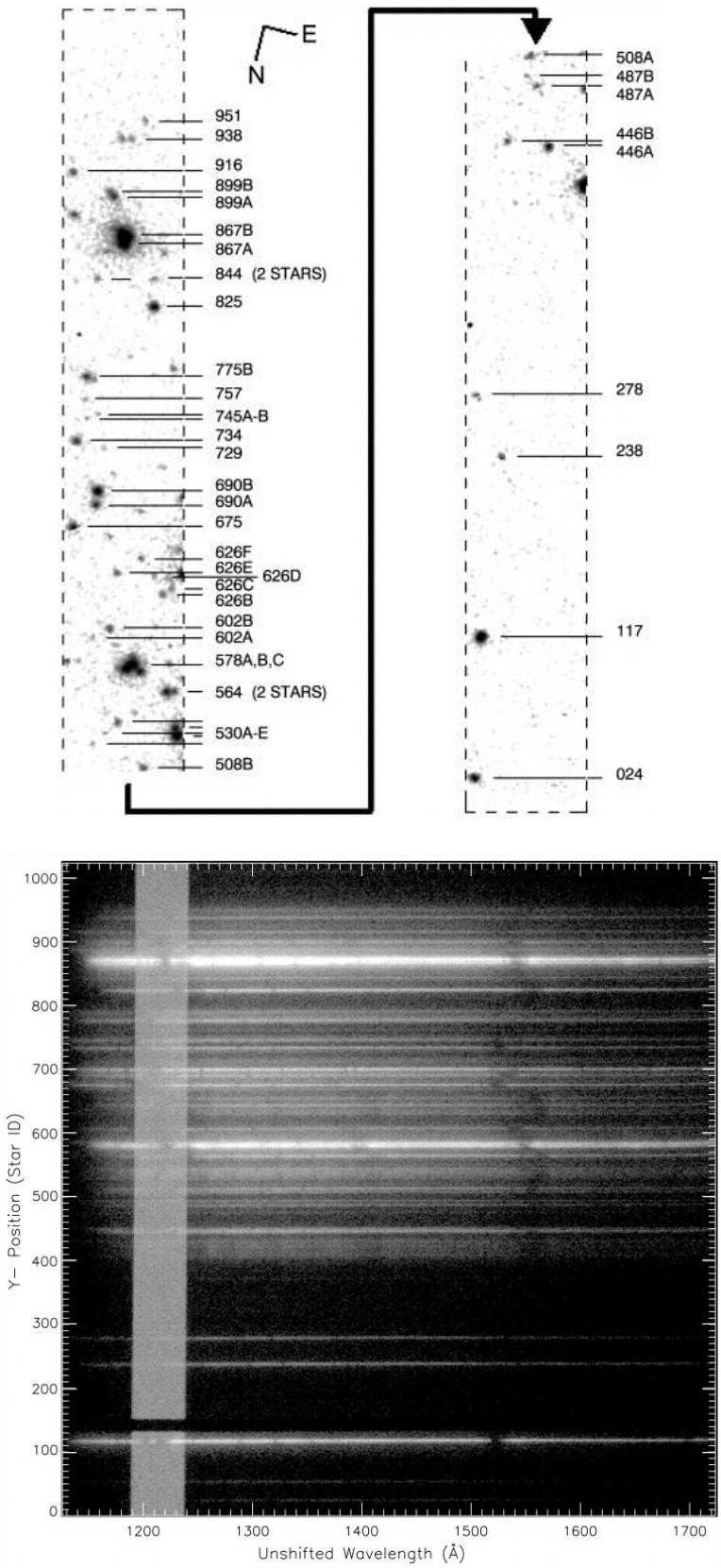


FIG. 4.11 – Fente (taille $\sim 15'' \times 2''$) de l'observation *STIS*. On voit les étoiles individuelles dont les spectres ont pu être extraits. Figure extraite de Bruhweiler et al. (2003).

4.4.2 Lignes de visée individuelles

Comment se comparent les déterminations utilisant les spectres le long de lignes de visée individuelles ? Commettons-nous des erreurs en analysant un spectre global ? En effet, il existe un effet de sélection privilégiant les lignes de visée vers les étoiles les plus brillantes en UV lointain. De plus, en mélangeant les composantes ayant des densités de colonne, vitesses turbulentes et radiales différentes, il est loin d'être évident que le résultat final ait une réelle signification physique. Pour tenter de répondre à cette question, nous avons mis à profit les spectres à haute résolution spatiale *STIS* afin de les comparer au H I global de toute la région échantillonnée par *IUE* et *FUSE* (et de la raie Lyα du spectre *STIS* sommé).

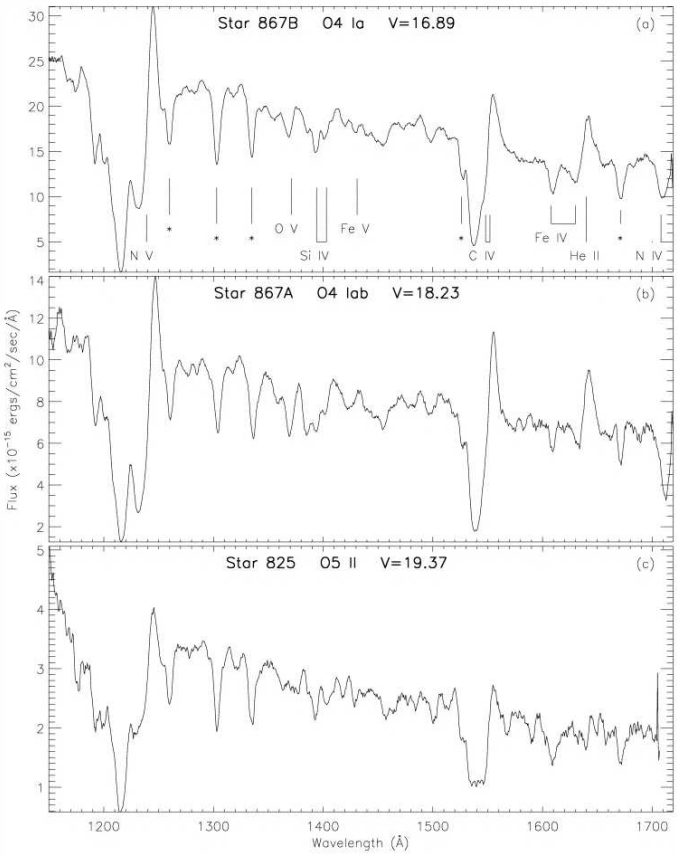


FIG. 4.12 – Exemples de spectres vers des étoiles individuelles de l'amas. Figure extraite de Bruhweiler et al. (2003).

Nous avons ajusté le profil de la raie Lyα dans les spectres individuels (voir figure 4.12) afin de mesurer la densité de colonne de H I le long de chaque ligne de visée et de comparer au spectre sommé. Nous avons supposé que le H I Galactique était identique pour toutes les lignes de visée étant donné le faible angle solide couvert par l'amas d'étoiles ionisantes de NGC604. Quelques lignes de visée ont été impossibles à analyser en raison d'effets de bords sur le détecteur MAMA combinés à la position très excentrée des étoiles dans la fente. Nous avons reproduit le profil de la raie stellaire N V en utilisant la méthode décrite dans les sections précédentes. Les résultats sont reportés dans la table 4.3. On observe des variations jusqu'à 1 dex sur la densité de colonne de H I, à comparer avec les incertitudes de l'ordre de $\lesssim 0.4$ dex. Ceci suggère

TAB. 4.3 – Densités de colonne déduites de chaque spectre vers les étoiles individuelles de l'amas de NGC604. La raie utilisée est Lyα vue avec HST/*STIS*. Voir Miskey & Bruhweiler (2003) pour la dénomination des étoiles et les types spectraux. Le flux est mesuré à ~ 1280 Å en unités de $\times 10^{-15}$ ergs cm^{-2} s^{-1} Å^{-1}.

Étoile	Type spectral	Flux à ~ 1280 Å	$\log N$(H I)
117	O4 II	4.0	$20.26^{+0.29}_{-0.40}$
564	O9 II	2.8	$20.95^{+0.16}_{-0.19}$
578b	O9 Ia	4.5	$20.87^{+0.05}_{-0.16}$
675	O7 II	2.8	$21.33^{+0.16}_{-0.13}$
690a	O5 III	1.8	$20.78^{+0.36}_{-0.75}$
690b	B0 Ib	3.4	$20.62^{+0.26}_{-0.40}$
825	O5 II	3.5	$20.36^{+0.36}_{-1.32}$
867a	O4 Iab	10.0	$20.70^{+0.25}_{-0.44}$
867b	O4 Ia	22.0	$20.71^{+0.29}_{-0.49}$
Densité de colonne moyenne			$20.84^{+0.20}_{-0.26}$
Densité de colonne pondérée par le flux			$20.77^{+0.23}_{-0.33}$

la présence d'inhomogénéités du gaz diffus neutre, qui pourraient entraîner des erreurs systématiques lors de la détermination de la densité de colonne à partir du spectre intégré de l'amas. Toutefois, dans le cas présent, la valeur moyenne de la densité de colonne de H I sur toutes les lignes de visée est comparable à la moyenne pondérée par la luminosité de chaque étoile (qui est plus proche du cas réaliste où l'on observe le spectre d'un amas entier). Ceci semble indiquer qu'il n'y a pas de corrélation entre le H I sur une ligne de visée et la magnitude de l'étoile.

De la raie Lyα du spectre sommé, nous obtenons une densité de colonne de H I de $\log N(\text{H I}) = 20.67^{+0.19}_{-0.22}$ (voir section précédente). Cette estimation est cohérente dans les barres d'erreurs avec les moyennes simple et pondérée de la table 4.3. Ceci montre qu'en utilisant le spectre sommé, nous ne commettons pas d'erreurs systématiques importantes sur la détermination de la densité de colonne, même si l'absorption provient de plusieurs lignes de visée aux différentes propriétés physiques. Ce résultat devrait aussi être valable pour les espèces coexistant (c'est-à-dire partageant la même distribution et les mêmes conditions physiques) avec H I dans le gaz neutre.

4.4.3 Le H I adopté

Dans la table 4.4, nous listons les différentes déterminations de la densité de colonne de H I dans NGC604. Nous adopterons, pour le calcul des abondances chimiques, la valeur calculée avec *FUSE* avec des erreurs plus conservatives : $\log N(\text{H I}) = 20.75 \pm 0.30$. Cette estimation, avec ces barres d'erreurs, est en bon accord avec les autres déterminations. De plus, elle est obtenue en utilisant les mêmes données *FUSE* qui nous permettent de déterminer les densités de colonne des métaux (voir section suivante).

TAB. 4.4 – Les différentes déterminations de la densité de colonne de H I.

Instrument	Raie	Commentaire	Valeur
FUSE	Lyβ	Corrigée de la contamination stellaire O VI	20.75 ± 0.20
IUE	Lyα	Valeur moyenne de l'échantillon d'observations	$21.07^{+0.17}_{-0.24}$
HST/*STIS*	Lyα	Valeur moyenne des spectres individuels	$20.84^{+0.20}_{-0.26}$
HST/*STIS*	Lyα	Valeur moyenne pondérée par la luminosité	$20.77^{+0.23}_{-0.33}$
HST/*STIS*	Lyα	Ajustement du spectre sommé	$20.67^{+0.19}_{-0.22}$
Radio	21 cm	facteur 1/2 appliqué	~ 21.1
Densité de colonne adoptée pour le calcul des abondances.			20.75 ± 0.30

4.5 Les métaux

4.5.1 Raies observées

Les raies métalliques sont analysées avec *FUSE*. Les spectres *STIS* et *IUE*, à cause de leur faible résolution spectrale, ne permettent pas de distinguer les raies des éléments lourds prenant leur origine dans NGC604 et dans notre Galaxie. La liste des raies des espèces de la phase neutre est reportée dans la table 4.5. Les raies d'absorption observées ont un profil symétrique, toujours reproductible par un profil de Voigt. Nous observons des raies d'absorption provenant du MIS dans NGC604 (à une vitesse de $\sim -250\,\mathrm{km\ s^{-1}}$), dans une composante de notre Voie Lactée sur la ligne visée (à $\sim 0\,\mathrm{km\ s^{-1}}$) ainsi qu'une faible composante, provenant probablement d'un nuage à grande vitesse ($\sim -150\,\mathrm{km\ s^{-1}}$).

Nous avons déterminé les densités de colonne à partir de l'ajustement des profil de raies en utilisant deux approches différentes :

- *Ajustements simultanés* : On répartit les espèces dans plusieurs groupes, chaque groupe étant défini par un jeu de paramètres v_{turb}, T et v. Pour NGC604, nous avons utilisé un groupe pour les espèces supposées se trouver principalement dans le gaz neutre (c'est-à-dire H I, N I, O I, Si II, P II, Ar I et Fe II), un groupe pour l'hydrogène moléculaire H_2, un pour le gaz coronal tracé par O VI, et un pour les espèces de moindre importance (principalement des espèces dans des états d'ionisation plus élevés). C'est l'approche préférentielle pour étudier les spectres de galaxies bleues compactes en raison du faible rapport signal-sur-bruit. Il est possible que certaines espèces soient également présentes dans le gaz ionisé, faisant de l'hypothèse d'une largeur Doppler identique une possible source d'erreurs systématiques. Nous vérifions les corrections d'ionisation correspondantes dans la section 4.6. D'autre part, de manière à identifier les erreurs qui pourraient découler de cette hypothèse, nous avons utilisé en plus la méthode suivante.
- *Ajustements indépendants* : Les espèces que nous avons supposées partager les mêmes conditions physiques pourraient en réalité ne pas coexister totalement dans la même phase gazeuse. C'est pourquoi dans l'approche des ajustements indépendants, on ne suppose plus des paramètres similaires pour chaque espèce, qui sont désormais caractérisés par leurs propres v_{turb}, T et v.

Nous discutons maintenant quelles raies métalliques ont été utilisées dans les spectres *FUSE* de NGC604 et les éventuels problèmes inhérents à chaque espèce. Les spectres

peuvent être trouvés dans l'annexe B. La liste des raies est donnée dans le tableau 4.5.

N I : Nous utilisons les multiplets à $\sim$ 963 et $\sim$ 1134 Å. Quelques raies de ces multiplets sont mélangées avec du P II, N I et H_2 venant de la Voie Lactée. Cependant, la procédure d'ajustement des profils est en mesure de pallier à ce problème (voir chapitre 2).

O I : Nous avons accès à plusieurs raies de O I dont les raies à 924.95 et 929.52 Å qui apparaissent relativement faibles.

Si II : Une seule raie de Si II est disponible à 1020.70 Å. Bien qu'étant profonde, elle ne devrait pas être saturée considérant les vitesses turbulentes que nous calculons (voir section suivante).

P II : Deux raies sont disponibles à 963.80 et1151.86 Å. Cette dernière apparaît relativement faible.

Ar I : Les deux raies d'Ar I à 1048.22 et 1066.66 Å ne sont pas compatibles ; on ne peut reproduire leurs profils avec le même jeu de paramètres N, $v_{\rm turb}$ et T. Ceci est dû au fait que la raie à 1066.66 Å est vraisemblablement mélangée avec des raies photosphériques de Si IV. La raie à 1048.22 Å semble donc être la meilleure contrainte pour la détermination de la densité de colonne de Ar I.

Fe II : De nombreuses raies de Fe II sont disponibles dans les spectres de NGC604, avec des forces d'oscillateur variées, allant des raies fortement saturées aux raies à peine détectées.

4.5.2 Vitesses radiales

Nous avons pu déterminer les vitesses radiales pour chaque espèce en utilisant la méthode des ajustements indépendants. Étant donné le grand nombre de raies analysables simultanément, nous pouvons atteindre des précisions meilleures que la limite imposée par la résolution spectrale. Les différences entre les vitesses radiales déterminées pour chaque espèce sont *a priori* uniquement dues au fait que ces espèces ne coexistent pas exactement toutes dans la même phase gazeuse. Certaines peuvent être présentes, dans une certaine fraction, dans un gaz ionisé ou dans un gaz plus dense et plus froid se trouvant à des vitesses différentes. Nous ne trouvons toutefois aucune corrélation entre les vitesses relatives des espèces et leur potentiel d'ionisation.

Nos résultats montrent que le gaz neutre est décalé vers le rouge par rapport au gaz ionisé de la région H II (la vitesse radiale déduite d'observations de la raie Hα est de $-256\,{\rm km\ s^{-1}}$, Tenorio-Tagle et al. 2000). Une tendance similaire a été trouvé dans le galaxie irrégulière NGC1705 et a été attribuée à une origine différente des deux phases gazeuses dans une *superbulle* en expansion (Heckman et al. 2001).

Bien que n'apparaissant pas dans la table, nous avons aussi mesuré la vitesse de l'espèce O VI, traçant le gaz coronal. Nous trouvons une vitesse de $-211.5 \pm 10\,{\rm km\ s^{-1}}$ indiquant que le gaz chaud semble s'effondrer sur le disque galactique de M33 (vitesse systémique de la région H II $\sim -226\,{\rm km\ s^{-1}}$, vitesse moyenne du H I dans M33 $\sim -220\,{\rm km\ s^{-1}}$ (Deul & van der Hulst 1987). Cette tendance est inverse à ce que nous avons trouvé pour les galaxies bleues compactes. Il est intéressant de noter que ce ne sont pas les mêmes objets, et qu'une telle différence pourrait révéler des phénomènes caractéristiques. Toutefois, il est possible que la détermination de la vitesse du gaz chaud vers NGC604, déduite de la large raie O VI du spectre *FUSE* soit faussée par la présence de O VI dans le nuage sur la ligne de visée.

TAB. 4.5 – Raies interstellaires analysées dans le gaz neutre de NGC604. f est la force d'oscillateur et $\lambda_{\rm rest}$ la longueur d'onde au repos (Morton 1991 ; Morton 2003). $\lambda_{\rm obs}$ représente la longueur d'onde observée, obtenue avec la méthode des ajustements indépendants appliqués au spectre LWRS.

	$\lambda_{\rm rest}$	$\lambda_{\rm obs}$	f	Commentaires
N I	963.99	963.22	0.124×10^{-1}	saturée, mélangée avec du H_2 Galactique
	964.63	963.85	0.790×10^{-2}	mélangée avec du H_2 Galactique
	965.04	964.27	0.386×10^{-2}	mélangée avec du P II et du N I Galactique
	1134.17	1133.26	0.146×10^{-1}	
	1134.41	1133.51	0.287×10^{-1}	
	1134.98	1134.07	0.416×10^{-1}	saturée, mélangée avec du N I Galactique
O I	924.95	924.21	0.154×10^{-2}	mélangée avec du H_2 Galactique
	929.52	923.78	0.229×10^{-2}	mélangée avec du H_2 Galactique et avec Lyζ
	936.63	935.88	0.365×10^{-2}	saturée
	971.74	970.96	0.124×10^{-1}	fortement saturée, mélangée avec Lyγ
	1039.23	1038.40	0.907×10^{-2}	fortement saturée, mélangée avec du H_2 Galactique
Si II	1020.70	1019.87	0.168×10^{-1}	
P II	963.80	963.00	0.146×10^{1}	fortement saturée, mélangée avec du H_2 Galactique
	1152.82	1151.86	0.236×10^{0}	
Ar I	1048.22	1047.36	0.263×10^{0}	
	1066.66	1065.79	0.675×10^{-1}	mélangée avec des raies photosphériques de Si IV
Fe II	1055.26	1054.46	0.615×10^{-2}	
	1062.15	1061.34	0.291×10^{-2}	à peine détectée
	1063.18	1062.37	0.600×10^{-1}	
	1063.97	1063.16	0.475×10^{-2}	mélangée avec du Fe II Galactique
	1081.87	1081.05	0.126×10^{-1}	mélangée avec du H_2 Galactique
	1096.88	1096.04	0.327×10^{-1}	
	1112.05	1111.20	0.446×10^{-2}	
	1125.45	1124.59	0.156×10^{-1}	
	1133.67	1132.80	0.472×10^{-2}	
	1142.37	1141.49	0.401×10^{-2}	
	1143.23	1142.35	0.192×10^{-1}	mélangée avec du Fe II Galactique
	1144.94	1144.06	0.830×10^{-1}	saturée

TAB. 4.6 – Vitesses radiales des espèces du gaz neutre, exprimées en km s^{-1}. '*IF*' représente la méthode des ajustements indépendants (voir section 4.5.1). Les erreurs sont données à 2σ.

Espèce	LWRS/*IF*	MDRS/*IF*
N I	$-242.7^{+3.2}_{-2.8}$	$-235.7^{+3.8}_{-4.3}$
O I	$-239.8^{+1.9}_{-1.7}$	$-231.0^{+3.1}_{-3.6}$
Si II	$-245.4^{+3.5}_{-2.5}$	$-245.5^{+4.5}_{-5.9}$
P II	$-252.4^{+6.2}_{-2.8}$	$-250.8^{+10.2}_{-12.0}$
Ar I	$-242.9^{+2.9}_{-2.8}$	$-246.5^{+3.3}_{-3.1}$
Fe II	$-239.8^{+1.9}_{-2.7}$	$-229.2^{+3.8}_{-4.1}$
Valeur moyenne	-244 ± 7	-240 ± 10

4.5.3 Vitesses turbulentes

Nous avons calculé les vitesses turbulentes de chaque espèce. Comme la vitesse turbulente est indépendante de la masse des ions et, dans notre cas, domine la largeur des raies en comparaison avec la composante thermique, on peut s'attendre *a priori* à trouver des valeurs similaires pour toutes les espèces. Cependant, on observe des différences qui pourraient être dues au fait que les ions ne représentent pas totalement leur élément dans la phase neutre (notamment Si II et Fe II). D'autre part, si pour certaines espèces on n'analyse que des raies non saturées, la détermination de $v_{\rm turb}$ est très incertaine. En effet, les raies sur la partie Doppler de la courbe de croissance ne permettent pas de contraindre efficacement la vitesse turbulente. Cependant, les incertitudes associées devraient se retrouver dans les erreurs calculées avec `Owens`.

TAB. 4.7 – Les vitesses turbulentes ($v_{\rm turb}$) en km s^{-1} de chaque espèce sont calculées en négligeant la composante thermique. Les erreurs sont à 2σ. '*IF*' représente la méthode des ajustements indépendants (voir section 4.5.1).

Espèce	LWRS/*IF*	MDRS/*IF*
N I	$27.9^{+4.7}_{-3.9}$	$20.1^{+4.8}_{-4.0}$
O I	$26.5^{+5.3}_{-5.7}$	$37.2^{+5.4}_{-6.9}$
Si II	$34.8^{+5.1}_{-7.3}$	$43.1^{+8.9}_{-6.6}$
P II	$19.4^{+8.3}_{-3.9}$	$38.9^{+27.9}_{-27.4}$
Ar I	$29.7^{+10.5}_{-11.4}$	$20.4^{+7.1}_{-6.6}$
Fe II	$33.8^{+2.5}_{-2.2}$	$56.5^{+4.2}_{-4.2}$
Valeur Moyenne	29 ± 13	36 ± 14

Les erreurs que nous estimons sur les déterminations des vitesses turbulentes sont très faibles, et semblent suggérer que les valeurs sont anormalement bien contraintes par la présence de raies saturées. Noter que les raies que nous utilisons étant probablement le résultat de multiples composantes non résolues, la largeur Doppler déduite d'une composante unique n'a pas le même sens physique, et représente plutôt une valeur "effective" (voir la discussion de Hobbs 1974). La relation entre la largeur Doppler

de la raie globale et la distribution des composantes non résolues n'est pas claire. Sauf cas exceptionnels (saturation profonde, raie excessivement faible), il existe une dégénérescence, et on ne peut conclure quant à l'existence de composantes individuelles saturées.

La valeur moyenne des vitesses turbulentes déterminées de manière indépendante pour chaque espèce est proche de la détermination donnée par les ajustements simultanés : 29 ± 13 contre $30.7^{+1.8}_{-1.7}$ km s^{-1} pour l'observation LWRS, et 36 ± 14 contre $24.1^{+3.3}_{-3.2}$ km s^{-1} pour la MDRS. Ceci indique, comme attendu, que l'ajustement simultané moyenne le paramètre $v_{\rm turb}$ sur les différentes espèces.

Nous remarquons également que les densités de colonne déduites pour chaque espèce (voir section 4.5.4) sont identiques, même si la détermination du paramètre $v_{\rm turb}$ varie. Cela pourrait indiquer que nous analysons des raies suffisamment faibles pour qu'elles ne soient pas saturées, et qu'elles ne dépendent donc finalement que peu de la valeur de $v_{\rm turb} \approx b$. Noter cependant que cette explication serait erronée si l'évaluation de b était sévèrement entachée par la présence de multiples composantes.

4.5.4 Densités de colonne

Dans la table 4.8 nous reportons les densités de colonne déduites des deux observations *FUSE* avec les deux méthodes décrites dans la section 4.3. Les ajustements indépendants ne sont utilisés pour estimer les densités de colonne à l'aide de l'observation MDRS, en raison du rapport signal-sur-bruit trop faible. Les deux méthodes donnent des déterminations en accord avec les barres d'erreurs pour Si II, P II et Fe II. Les similitudes semblent indiquer que nous analysons des raies non saturées car les estimations sont identiques pour des valeurs de $v_{\rm turb} \approx b$ pourtant différentes (table 4.7). En ce qui concerne N I, O I et Ar I, les deux méthodes sont en désaccord dans les barres d'erreurs. Cependant, il est très probable que les barres d'erreurs sur les densités de colonne LWRS/*SF* soient sous-estimées. Ce sont des erreurs uniquement statistiques

TAB. 4.8 – Densités de colonne des métaux dans NGC604 déterminées à partir des observations *FUSE* LWRS et MDRS (en unités logarithmiques de la densité de colonne en cm^{-2}). Les erreurs sont données à 2σ. '*SF*' et '*IF*' représentent respectivement les méthodes des ajustements simultanés et indépendants. On liste également les densités de colonne – mesurées à l'aide des ajustements simultanés du spectre LWRS – de la composante Galactique et du nuage interstellaire sur la ligne de visée (*LOSC*). Les erreurs typiques pour les estimations de la composante Galactique sont de l'ordre de ~ 0.15. Les valeurs limites supérieures sont données à 2σ.

	NGC604 LWRS/*IF*	NGC604 LWRS/*SF*	NGC604 MDRS/*SF*	*LOSC* LWRS/*SF*	Voie Lactée LWRS/*SF*
N I	$15.31^{+0.34}_{-0.17}$	$15.14^{+0.02}_{-0.02}$	$15.26^{+0.06}_{-0.05}$	< 12.31	15.84
O I	$16.52^{+0.19}_{-0.15}$	$16.26^{+0.05}_{-0.04}$	$16.40^{+0.34}_{-0.14}$	$16.16^{+0.82}_{-0.46}$	17.13
Si II	$15.54^{+0.11}_{-0.06}$	$15.52^{+0.04}_{-0.04}$	$15.62^{+0.10}_{-0.07}$	$14.28^{+0.25}_{-0.36}$	15.41
P II	$13.70^{+0.09}_{-0.08}$	$13.66^{+0.06}_{-0.07}$	$13.68^{+0.14}_{-0.15}$	$12.75^{+0.32}_{-0.58}$	14.32
Ar I	$13.86^{+0.07}_{-0.06}$	$13.95^{+0.04}_{-0.04}$	$14.06^{+0.07}_{-0.07}$	< 12.75	14.21
Fe II	$14.89^{+0.03}_{-0.03}$	$14.88^{+0.02}_{-0.02}$	$14.94^{+0.04}_{-0.05}$	$14.51^{+0.15}_{-0.12}$	14.95

(voir chapitre 2) qui ne tiennent pas compte des erreurs systématiques. La méthode des ajustements simultanés introduit l'hypothèse que les espèces partagent le même b. Cette hypothèse peut amener une incertitude que nous ne pouvons calculer simplement. D'autre part, les erreurs pourraient être amplifiées si de multiples composantes non résolues sont présentes, en particulier si certaines sont saturées. Dans ce cas, le b effectif s'il est mal déterminé induira des erreurs systématiques supplémentaires de l'ordre de 0.1-0.2 dex (voir chapitre 5). Elles peuvent être plus grandes seulement dans le cas d'une distribution bi-modale. Cependant, étant données la largeur des raies d'absorption et le fait que nous observons une région H II unique, il est probable que la distribution des propriétés des nuages absorbants ne soit pas bi-modale, mais suive plutôt une loi normale. En conclusion, des barres d'erreurs plus fiables incluent les erreurs statistiques reportées dans la table 4.8 ajoutées à des erreurs systématiques de ~ 0.2 dex. Dans la figure 4.14, nous montrons la courbe de croissance obtenue pour chaque espèce dans le cas des ajustements indépendants du spectre LWRS.

Les déterminations des densités de colonne en utilisant les deux ouvertures MDRS et LWRS sont en relativement bon accord, compte tenu des erreurs élargies discutées précédemment. Notons toutefois que les valeurs les plus probables sont systématiquement plus grandes lorsqu'on les mesure dans l'observation MDRS. Les ouvertures étant différentes, il est possible que l'on n'échantillonne pas les mêmes régions. On pourrait par exemple englober dans l'ouverture LWRS des lignes de visée très pauvres en gaz, qui seraient invisibles dans l'ouverture MDRS. Une autre explication invoque la présence de composantes non résolues qui induisent une sous-estimation de la densité de colonne quand la résolution spectrale est faible. La résolution effective du spectre LWRS est en effet plus faible que celle du spectre MDRS, car la distribution des étoiles dans la fente élargit conséquemment les raies d'absorption (voir section 4.2).

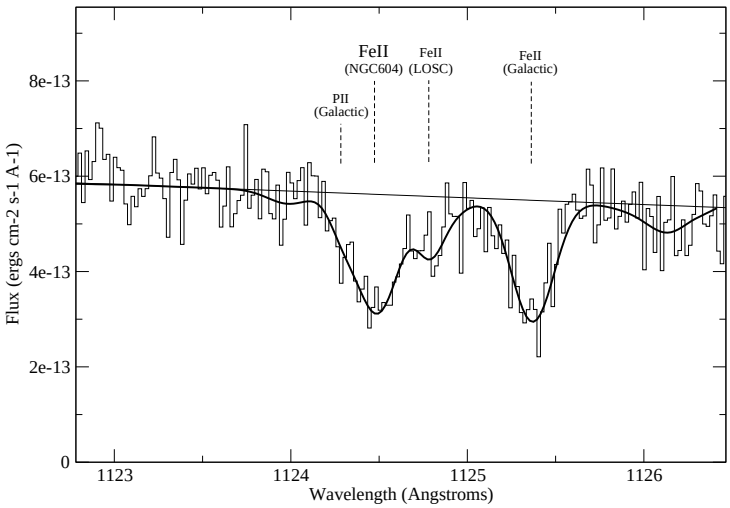


FIG. 4.13 – Résultat de l'ajustement du profil de la raie de Fe II à 1125.45 Å. Trois composantes en absorption sont détectées : NGC604, le nuage sur la ligne de visée (*LOSC*) à $\sim -150\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, et la composante Galactique.

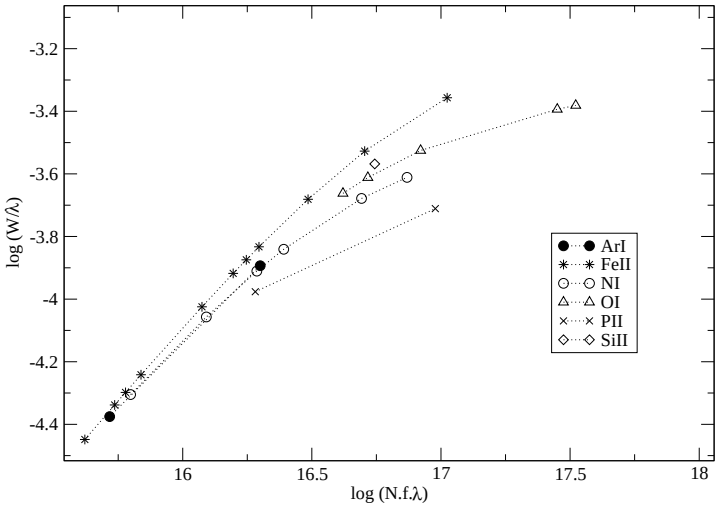


FIG. 4.14 – Courbe de croissance des métaux dans NGC604. Ce sont des courbes basées sur les largeurs équivalentes *déduites de l'ajustement des profils* avec la procédure `Owens` (ajustements indépendants du spectre LWRS).

Pour comparaison, dans leur étude du gaz diffus moléculaire dans M33, Bluhm et al. (2003) ont calculé les densités de colonne de O I, Ar I et Fe II dans NGC604 en utilisant la méthode des largeurs équivalentes à partir du même spectre LWRS. Les auteurs obtiennent $16.20^{+0.30}_{-0.20}$ pour O I, ce qui est comparable avec notre détermination LWRS/*SF* mais sensiblement plus faible que la valeur LWRS/*IF*. La densité de colonne de Ar I est de $13.65^{+0.15}_{-0.10}$, ce qui est encore une fois plus faible que nos déterminations. Enfin, leur estimation de la densité de colonne de Fe II, $15.00^{+0.10}_{-0.10}$ est en très bon accord.

4.6 Modélisation de la structure d'ionisation

Nous considérons donc les densités de colonne de la table 4.8 avec des barres d'erreurs représentatives des erreurs systématiques potentiellement présentes, c'est-à-dire élargies de ~ 0.2 dex.

Pour déduire les abondances chimiques à partir des densités de colonne, il est nécessaire d'avoir une idée de la structure d'ionisation de la phase diffuse neutre. On suppose en général que les ions dominants de chaque espèce représentent à 100% leur élément (voir chapitre 3). Une autre solution consisterait à modéliser le gaz neutre pour corriger de l'ionisation, et inclure les densités de colonnes des espèces non-dominantes calculées par le modèle. Toutefois de tels modèles de gaz diffus neutre ne sont pas encore développés.

Nous avons cependant modélisé la structure d'ionisation du gaz *ionisé*, de manière à estimer les densités de colonne des espèces N I, O I, Si II, P II, Ar I et Fe II dans la phase ionisée, et les soustraire à nos déterminations. Nous avons utilisé le code de photoionisation `CLOUDY` (Ferland et al. 1998). Nous avons supposé en première approximation que la région H II est représentée par une couche de gaz ionisé centrée sur une cavité.

C'est une situation très idéalisée car les observations récentes utilisant la haute résolution spatiale ont montré que les régions H II géantes possèdent vraisemblablement une structure complexe. La majorité de l'émission nébulaire proviendrait de filaments n'occupant qu'une faible fraction du volume total. Néanmoins, les modèles simplifiés à symétrie sphérique devraient nous permettre d'identifier les espèces pouvant poser problème, et estimer des corrections d'ionisation au premier ordre.

4.6.1 Contraintes observationnelles

Les contraintes observationnelles sont les intensités des raies d'émission optiques. Le spectre d'émission d'une région H II dépend du champ de radiation de l'amas d'étoiles ionisantes, de la distribution de la densité et de la composition chimique du gaz. Nous choisissons les mesures d'intensités des raies d'émission de Esteban et al. (2002) pour contraindre les modèles. C'est la seule étude analysant les raies de recombinaison dans NGC604 et tenant compte des fluctuations de température électronique. D'autre part, à partir du même spectre d'émission, les auteurs calculent les abondances de N, O, Ar et Fe (en plus de He, C, Ne et S).

TAB. 4.9 – Intensités des raies d'émission optique données par les modèles (avec $I(\mathrm{H}\beta) = 100.0$). Le modèle (*1*) utilise un continu stellaire construit à partir des flux observés à toutes les longueurs d'onde (Israel et al. 1982 + données *FUSE* et *IUE*). Le modèle (*2*) utilise le continu d'une étoile à une température de 48 000 K (modèle de Kurucz pour les atmosphères stellaires). On compare pour information les différentes références valables pour les intensités des raies d'émission dans NGC604, et avec trois autres régions H II géantes. On peut constater que quelques raies donnent des intensités totalement différentes pour chaque objet, ce qui permet de discriminer efficacement les modèles.

Raies	Hγ	Hα	[O III]	[O III]	[N II]	[N II]	He I	He I	He I
λ (Å)	4340	6563	4959	5007	6548	6584	4471	6678	5876
NGC604, modèle (*1*)	47.1	291.2	90.3	260.9	11.4	33.6	4.1	3.3	11.7
NGC604, modèle (*2*)	47.0	294.0	81.8	236.2	10.0	29.7	4.2	3.4	12.1
NGC604, Esteban et al. (2002)	46.6	291.0	78.0	250.0	9.8	26.3	4.4	3.7	13.1
NGC604, Kwitter & Aller (1981)	45.7	281.8	67.6	208.9	9.3	28.2	3.8	2.7	8.1
NGC604, Vilchez et al. (1988)	44.3	286.0	77.5	207.7	12.4	33.5	3.7	2.7	11.5
NGC5461	46.5	291.0	112.0	352.0	10.8	31.2	4.4	3.6	12.7
NGC5471	47.6	278.0	209.0	640.0	1.9	6.2	4.1	2.9	11.8
NGC2363	47.3	278.0	244.0	729.0	0.4	1.5	4.1	2.9	12.3

4.6.2 Paramètres d'entrée

Parmi les paramètres utilisés pour contraindre le modèle, on note :

- Les abondances de N, O, Ar et Fe dans le gaz ionisé. Ce sont des valeurs mesurées, prises dans Esteban et al. (2002). Ces mesures tiennent déjà compte de la déplétion des éléments sur les grains dans le gaz. Nous avons calculé l'abondance du phosphore en supposant un rapport P/O solaire (voir Lebouteiller et al. 2005, article dans l'annexe C). De la même manière, nous avons contraint l'abondance du silicium en utilisant la valeur moyenne des mesures de Si/O dans les galaxies bleues compactes, dont la dispersion est $\lesssim 0.2$ dex (Izotov & Thuan 1999).
- La densité volumique de H I, prise dans (Melnick 1980).
- Le rayon "intérieur", défini comme la distance de la couche de gaz ionisé par rapport au centre de l'amas stellaire est fixé à 20 pc (González Delgado & Pérez 2000).
- Nous avons utilisé deux différentes sortes de continu pour contraindre les modèles. Dans le modèle (*1*), nous avons construit le continu en combinant les observations du flux à diverses longueurs d'onde. Le modèle (*2*) suppose simplement la distribution spectrale d'énergie d'une étoile représentative ayant le même champ de radiation que l'amas d'étoiles réel. Nous avons utilisé les modèles stellaires de Kurucz.

4.6.3 Paramètres libres

Quelques paramètres sont laissés libres et sont autorisés à varier pendant l'exécution du code `CLOUDY` :

- La température de l'étoile représentative dans le modèle (*2*).
- Le flux ionisant.
- Le facteur de remplissage Φ illustrant le fait que le gaz n'occupe qu'une partie de la sphère de gaz. Changer le facteur de remplissage revient à changer le paramètre d'ionisation U :

$$U = \frac{Q}{4\pi R^2 N_e c}, \tag{4.1}$$

où Q est le nombre de photons ionisants (en luminosité), R la distance entre le gaz et la source ionisante, N_e la densité électronique et c la vitesse de la lumière. En géométrie sphérique, le paramètre d'ionisation moyen est proportionnel à $(\Phi^2 N_e Q)^{1/3}$.

4.6.4 Résultats

Les deux modèles diffèrent peu l'un de l'autre (voir tableau 4.5) et donnent tous deux comme paramètre de sortie un rayon extérieur (défini comme la distance où la température chute à moins de 2000 K) compatible avec les observations (c'est-à-dire $\sim$ 270 pc à comparer à $\sim$ 220 pc pour le diamètre optique, Melnick 1980). À l'aide de ces modèles, nous avons calculé les fractions d'ionisation de chaque espèce (voir figure 4.15), et estimé les densités de colonne des espèces neutres présentes dans le gaz ionisé. On peut voir que O I, N I, et dans une moindre mesure Ar I, sont bien couplés avec H I dans la phase neutre, et n'existent que peu ou pas dans le gaz ionisé.

Les corrections d'ionisation sont négligeables. Les espèces Si II, Ar I et Fe II tracent également très bien H I dans le gaz neutre mais on peut s'attendre *a priori* à ce qu'une fraction de ces états d'ionisation soit présente dans la phase ionisée. En pratique, la densité de colonne de Fe II est négligeable devant la valeur que nous avons mesurée avec *FUSE*, ce qui signifie que Fe II se trouve essentiellement dans la phase neutre. Seules les espèces Si II et P II requièrent donc des corrections d'ionisation importantes (voir les valeurs dans le tableau 4.10). Aloisi et al. (2003) rejoignent ces conclusions dans leur étude sur la galaxie bleue compacte IZw18. Les auteurs ont en effet déterminé que les effets d'ionisation étaient négligeables pour N, O, Ar et Fe, la seule exception dans leur étude étant Si.

4.7 Discussion des abondances

Nous montrons dans la table 4.10 les abondances chimiques (utilisant les densités de colonne corrigées de l'ionisation, voir section précédente). Les valeurs sont normalisées par rapport aux abondances solaires (Asplund et al. 2005) : [X/H] = log (X/H) − log $(X/H)_{\odot}$. La figure 4.16 en est une représentation graphique.

Les abondances des éléments du gaz neutre sont toutes cohérentes avec des erreurs similaires à celles de l'oxygène, et impliquent une métallicité entre $\sim 1/20$ et $\sim 1/10$ de la valeur solaire. Si cette cohérence est réelle (c'est-à-dire non due aux grandes incertitudes sur la densité de colonne de H I), elle semble surprenante puisqu'on attendrait au moins pour Si et Fe qu'ils soient déplétés sur les grains. En effet, n'oublions pas que le milieu que l'on considère devrait pouvoir se comparer au milieu neutre diffus de la

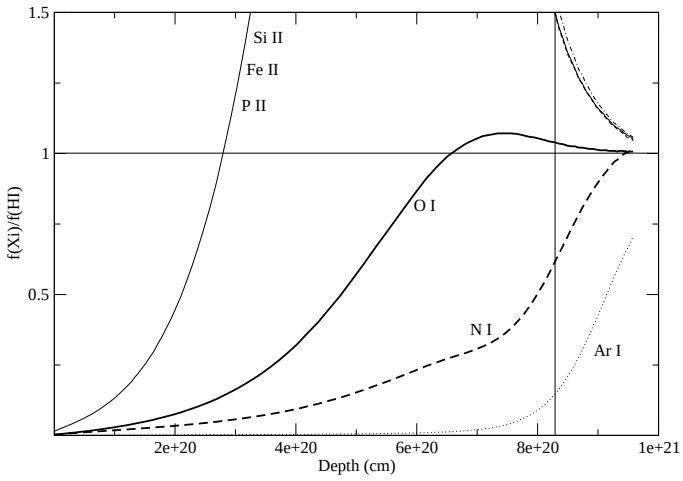


FIG. 4.15 – Fractions d'ionisation de chaque espèce relativement à H I. *Depth* représente la distance au centre de l'amas des étoiles ionisantes. Noter que les courbes de Si II, P II et Fe II sont confondues. Cette figure montre à quel point les espèces sont couplées à H I, en fonction de la distance au centre de l'amas ionisant. On note que O I, N I, et dans une moindre mesure Ar I, sont particulièrement bien couplés avec H I dans le gaz neutre (distances plus grandes que le front d'ionisation $R_s \approx 8.2 \times 10^{20}$ cm).

TAB. 4.10 – Abondances de N, O, Si, P, Ar et Fe dans le gaz neutre. Les abondances dans le gaz ionisé sont de Esteban et al. (2002). Il n'existe pas de mesures connues de l'abondance de Si et P dans le gaz ionisé. *IC* donne la correction d'ionisation effectuée. Les valeurs log (X/H) utilisées sont celles déduites des ajustements simultanés du spectre LWRS de *FUSE*. Les erreurs sont données à 2σ.

	Ion	*IC* (dex)	log (X/H)	[X/H]	$[X/H]_{HII}$
N	N I	-0.09	$-5.70^{+0.30}_{-0.30}$	$-1.48^{+0.31}_{-0.31}$	$-0.32^{+0.32}_{-0.32}$
O	O I	-0.08	$-4.57^{+0.31}_{-0.31}$	$-1.23^{+0.32}_{-0.32}$	$+0.00^{+0.22}_{-0.22}$
Si	Si II	-0.34	$-5.57^{+0.31}_{-0.31}$	$-1.08^{+0.35}_{-0.35}$	
P	P II	-0.15	$-7.24^{+0.31}_{-0.32}$	$-0.60^{+0.33}_{-0.32}$	
Ar	Ar I	-0.05	$-6.85^{+0.31}_{-0.31}$	$-1.03^{+0.33}_{-0.33}$	$+0.25^{+0.20}_{-0.20}$
Fe	Fe II	-0.04	$-5.91^{+0.30}_{-0.30}$	$-1.36^{+0.31}_{-0.31}$	$-1.02^{+0.22}_{-0.22}$

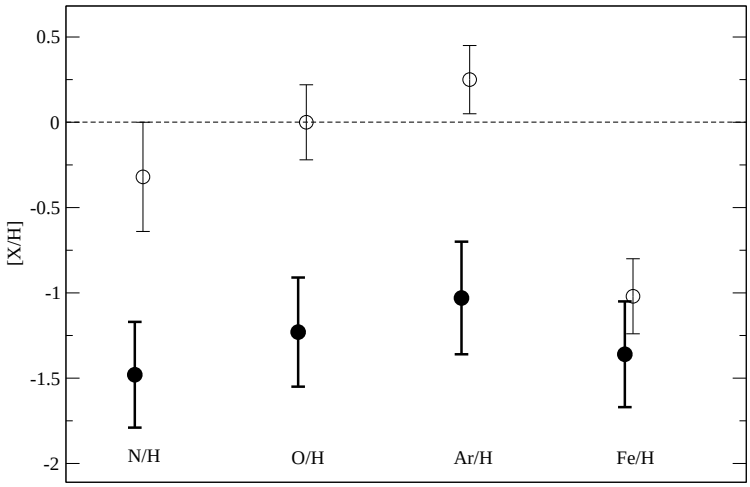


FIG. 4.16 – Abondances de N, O, Ar et Fe dans les gaz neutre (cercles pleins, ajustements simultanés du spectre LWRS) et ionisé (cercles vides, valeurs tirées de Esteban et al. 2002), comparées aux valeurs solaires de Asplund et al. (2005).

Galaxie devant des étoiles comme ζ Ophiuchi ou μ Colombae. N, O, Ar, et P n'y sont pas ou peu déplétés (par des facteurs $\lesssim 3$), tandis que Si et Fe montrent des déplétions par des facteurs respectivement d'au moins ~ 3 et 10 (Savage & Sembach 1996 ; Snow & Witt 1996 ; Howk et al. 1999).

D'autre part, les abondances dans le gaz ionisé sont aussi cohérentes avec l'abondance de l'oxygène dans cette phase, excepté le fer qui est environ 1/10 de la valeur solaire.

Ces tendances indiquent que l'azote, l'oxygène et l'argon sont plus faibles d'un facteur ~ 10 dans la phase neutre par rapport à la phase ionisée. Ceci confirme les

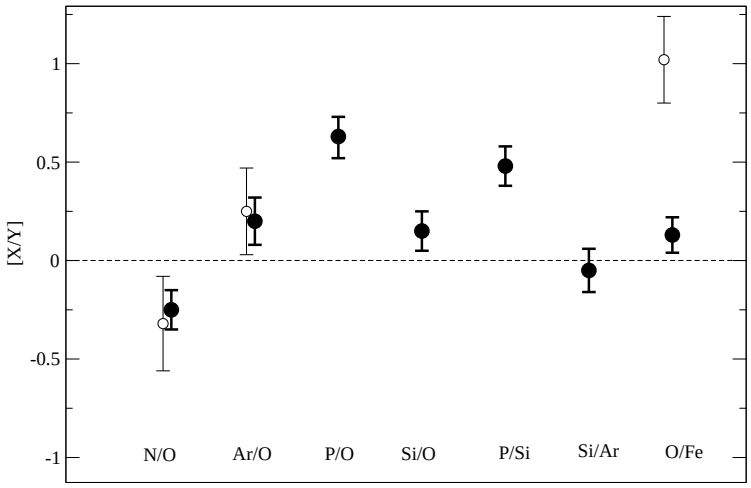


FIG. 4.17 – Rapports d'abondances dans les gaz neutre (cercles pleins, ajustements simultanés du spectre LWRS) et ionisé (cercles vides, valeurs tirées de Esteban et al. 2002), comparées aux valeurs solaires de Asplund et al. (2005).

résultats similaires trouvés dans les galaxies bleues compactes. Le fer en revanche est le seul élément dans NGC604 à montrer une abondance similaire dans les deux phases. Ce comportement pourrait signaler que le fer est déplété sur les grains dans le gaz ionisé ; la poussière semble y être corrélée(voir section 4.2). Il est intéressant de remarquer que le fer semble également posséder un comportement singulier dans la galaxie bleue compacte IZw18 (étude de Aloisi et al. 2003) par rapport aux autres éléments (voir chapitre 3).

En considérant les rapports d'abondance entre les éléments dans le gaz neutre, on observe les tendances de la figure 4.17. Les α-éléments O, Si et Ar se comportent en proportions solaires. C'est ce qu'on attend, car ces éléments devraient être produits dans les mêmes étoiles massives. En outre, Ar/O est similaire à la mesure dans le gaz ionisé de la région H II, tandis que Si/O est en accord avec les mesures dans le gaz ionisé de l'échantillon de galaxies bleues compactes étudié par Izotov & Thuan (1999). Ces résultats semblent montrer que le silicium n'est pas déplété dans la phase H I (du moins autant que l'oxygène), et que l'argon, dont on sait qu'il ne devrait pas être déplété sur les grains, ne souffre pas d'effets d'ionisation typiques d'un milieu neutre peu dense.

De la même manière, la cohérence du rapport N/O dans les deux phases gazeuses suggère que l'azote n'est pas non plus affecté par des effets d'ionisation importants. Tout ceci indiquerait que les corrections d'ionisation que nous avons apporté semblent suffisantes.

Le comportement du phosphore dans le gaz neutre est plus intriguant. P/O et P/Si sont au-dessus de la valeur solaire, ce qui est en désaccord avec les résultats de Lebouteiller et al. (2005) (voir annexe C). En effet, les auteurs trouvent que P II/O I est égal au rapport P/O solaire le long des lignes de visée échantillonnant le gaz diffus de

la Galaxie, ainsi que vers l'étoile Sk108 dans le Petit Nuage de Magellan. La différence observée dans NGC604 pourrait être due à l'ionisation, qui serait plus importante. Bien que l'ionisation ait été corrigée, les modèles de photoionisation pourraient se révéler incertains, à cause du peu d'informations fiables sur les données atomiques du phosphore. Une autre explication invoquerait la présence de composantes saturées non résolues qui deviennent particulièrement problématiques pour les fortes raies de l'oxygène. De telles composantes pourraient résulter en une sous-détermination de la densité de colonne de O I si on ne les prend pas en compte.

Enfin, le rapport O/Fe est très différent dans les deux phases gazeuses. Ce pourrait être la conséquence de la déplétion dans le gaz ionisé. Les SNe sont en effet capables de contracter le gaz et de favoriser la formation des poussières dans un environnement devenu plus dense. Notons aussi que le rapport O/Fe est sensible à une empreinte chimique différente dans ces phases gazeuses à cause d'une histoire de la formation d'étoiles (le fer contrairement à l'oxygène est relâché par des étoiles qui vivent plus longtemps). Enfin, là encore, on a peut-être l'indice que l'oxygène est mal déterminé, à nouveau dans le sens que la densité de colonne de O I aurait été sous-estimée, à cause de possibles effets de saturation.

4.8 Indices sur des effets de saturation

Plusieurs résultats sur les différences d'abondance ou de rapports d'abondance entre les phases neutres et ionisées dans NGC604 suggèrent de possibles effets de saturation partielle. Les raies métalliques observées seraient constituées de composantes non-résolues dont certaines pourrait être saturées, ce qui entraînerait des erreurs systématiques pour les déterminations des densités de colonne. Ces erreurs ne sont pas prises en compte dans le calcul des incertitudes reportées dans le tableau 4.8 et dans les figure 4.16 et 4.17.

Étant données les profondeurs optiques apparentes des raies utilisées pour chaque espèce, on peut s'attendre à ce que O I, Si II, et N I souffrent d'erreurs systématiques relativement importantes, Ar I et P II dans une moindre mesure et Fe II quasiment pas. Nous discutons dans le chapitre suivant comment identifier la présence de composantes saturées et dans quels cas il est possible d'y remédier.

Chapitre 5
Limites de la méthode

La méthode employée, consistant à déduire les densités de colonne à partir de spectres intégrés de régions entières, doit encore être améliorée. Dans ce chapitre, nous identifions les cas où les raies globales peuvent être constituées de composantes individuelles saturées. En nous basant sur les spectres de NGC604, il apparaît que les raies les plus faibles de Fe II ne sont constituées que de composantes non saturées. D'autre part, l'utilisation de toutes les raies de Fe II, aux forces d'oscillateurs variées, peut permettre de contraindre les distributions de composantes possibles afin d'estimer des plages de valeurs possibles pour les densités de colonne des autres espèces.

Sommaire

5.1 Raies métalliques : problèmes de résolution 96

5.1.1 Généralités 96

5.1.2 Présence de composantes saturées non résolues 97

5.1.3 Tests de distributions 101

5.1.4 Ébauche d'une méthode pour estimer les densités de colonne des métaux 105

5.2 H I : composantes individuelles invisibles 106

Certaines limites instrumentales restreignent les possibilités de la méthode utilisée pour évaluer les densités de colonne à partir des spectres *FUSE* de cibles extragalactiques, et peuvent induire des erreurs systématiques souvent difficilement quantifiables. Nous identifions dans ce chapitre les principaux problèmes physiques liés à l'observation d'un spectre d'absorption intégré le long de multiples lignes de visée.

5.1 Raies métalliques : problèmes de résolution

5.1.1 Généralités

Dans les cas où il existe de multiples lignes de visée aux conditions physiques différentes, l'utilisation des raies d'absorption pour déterminer les densités de colonne peut devenir un problème, par exemple si la résolution spectrale n'est pas suffisante pour séparer les composantes d'absorption individuelles.

Même si les raies observées dans les spectres *FUSE* de cibles extragalactiques sont symétriques et reproductibles par des profils de Voigt (voir chapitre 2), elles ne sont sans doute pas le fruit d'une seule composante. En effet, elles apparaissent beaucoup plus larges que dans les nuages du milieu interstellaire Galactique, et indiquent que plusieurs composantes (c'est-à-dire plusieurs nuages) contribuent probablement au profil observé. Pour une ligne de visée donnée, les nuages distribués longitudinalement résultent en autant de composantes en absorption. Ces nuages ont *a priori* des conditions physiques (vitesses turbulente, radiale) et chimiques (densités de colonne) différentes. D'autre part, si plusieurs lignes de visée contribuent au spectre observé, la distribution des sources correspondantes dans la fente induit une dispersion en vitesse supplémentaire des composantes (voir figure 5.1).

Noter enfin que le spectre global étant une combinaison des spectres vers les étoiles individuelles, les lignes de visée les plus brillantes dans les longueurs d'onde de *FUSE* sont celles qui contribuent le plus au spectre d'absorption (voir figure 5.2). L'observation du MIS d'une galaxie par spectroscopie se révèle donc incroyablement complexe. Dans la suite de ce chapitre, nous focaliserons la discussion sur les observations de *multiples* lignes de visée croisant *plusieurs* nuages interstellaires, sans prendre en compte les luminosités des différentes lignes de visée.

Idéalement, nous cherchons à déterminer la densité de colonne *totale* de tous les nuages sur les lignes de visée. Or il n'est pas du tout clair que le profil global d'une raie, constituées de composantes non résolues, donne une information fiable sur cette quantité. En réalité, l'estimation à partir de la raie intégrée peut être considérée comme une limite inférieure. En effet, le paramètre b déduit de la raie globale est forcément plus grand que les valeurs b de chaque composante non résolue, et par conséquent la densité de colonne déduite est plus faible que la somme des densités de colonne des composantes.

Dans quels cas peut-on déterminer de manière fiable la densité de colonne moyenne ? Quand les composantes individuelles ne sont pas saturées, la raie intégrée possède une largeur équivalente égale à la somme des largeurs équivalentes, et permet une estimation relativement fiable. Même si quelques composantes sont saturées, les erreurs systématiques ne devraient pas dépasser $\sim 0.2\,\mathrm{dex}$ (Jenkins 1986). Si en revanche toutes les composantes sont saturées, les erreurs sont largement supérieures et peuvent atteindre plus d'1 dex (voir l'illustration de la figure 5.3). La limite supérieure sur la détermina-

tion est atteinte quand au moins une composante possède un profil d'amortissement qui résulte en un mauvais ajustement du spectre. D'autre part, Jenkins (1986) a montré que les distributions bi-modales des densités de colonne des nuages absorbants induisaient les erreurs les plus grandes. Ceci a été confirmé ensuite par Savage & Sembach (1991). Notons d'ores-et-déjà que les galaxies bleues compactes, contenant par exemple deux ou trois régions principales de formation d'étoiles, peuvent éventuellement présenter des distributions multi-modales de densités de colonne. Toutefois, les régions H II géantes devraient montrer une distribution relativement uniforme, du type loi normale autour d'une valeur moyenne.

Avant même d'envisager la manière de déterminer une densité de colonne fiable, la difficulté première est d'identifier la présence de composantes individuelles saturées. En effet, des raies constituées à la fois de composantes saturées et non saturées peuvent apparaître − après convolution par la réponse instrumentale − non saturées.

5.1.2 Présence de composantes saturées non résolues

Certaines raies suffisamment faibles, même si elles sont constituées de plusieurs composantes non résolues, peuvent donner une bonne estimation de la densité de colonne de l'espèce analysée, pourvu que les composantes ne soient pas saturées. Un test simple permet, pour une raie donnée, de vérifier qu'elle ne comporte que des composantes faibles.

Ainsi, pour une raie donnée (typiquement la plus faible possible dans l'échantillon de raies disponibles d'une espèce), on calcule la densité de colonne maximale que l'on

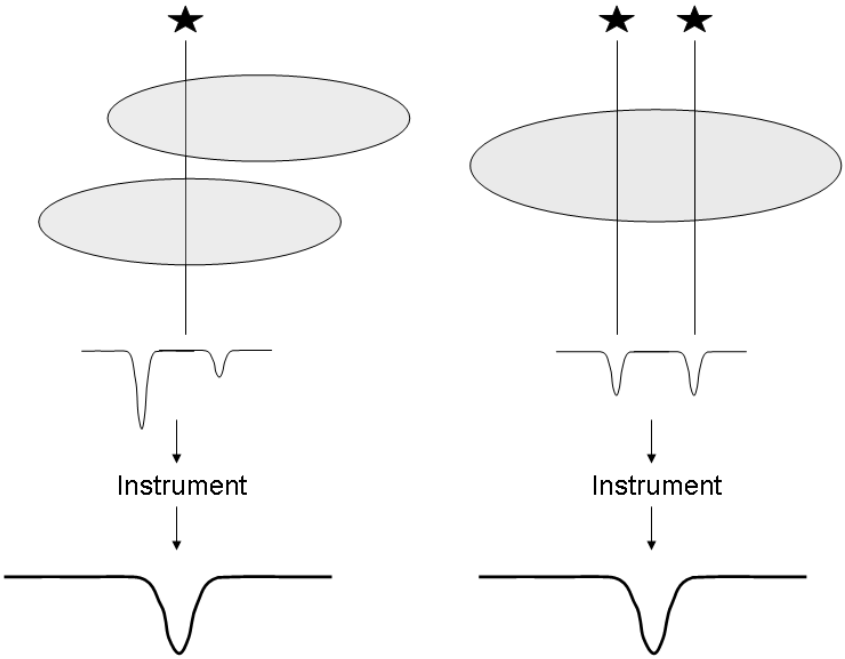


FIG. 5.1 – **Gauche** - Cas "simple" d'une ligne de visée unique croisant plusieurs nuages interstellaires. La résolution instrumentale peut ne pas être suffisante pour distinguer les composantes individuelles aux conditions chimiques et physiques différentes. **Droite** - Cas "simple" de plusieurs lignes de visée croisant un nuage aux conditions homogènes. La position des sources dans la fente résulte en un décalage spectral des composantes.

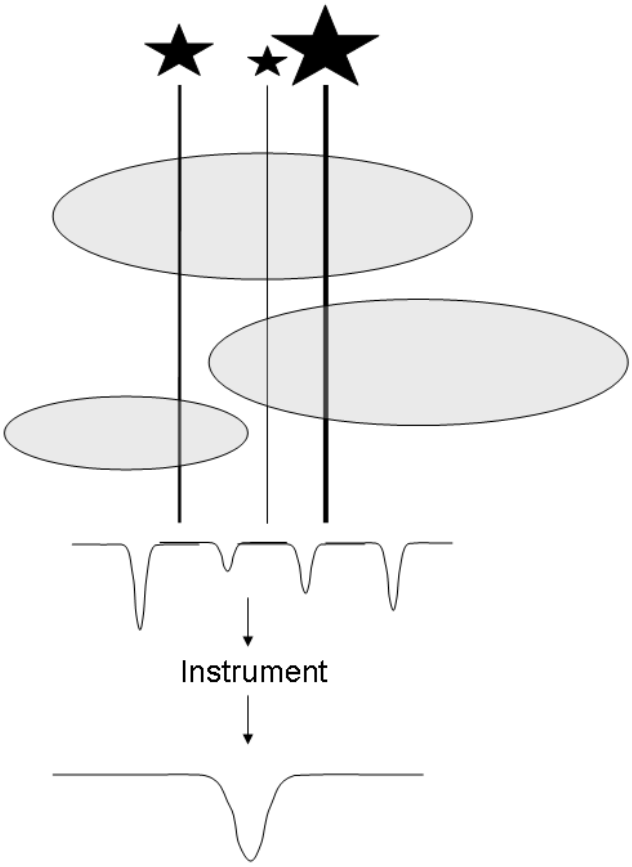


FIG. 5.2 – Les multiples lignes de visée, selon leur luminosité, ne contribuent pas de la même manière au spectre global.

peut admettre dans une composante virtuelle au centre de la raie observée, c'est-à-dire de même profondeur optique τ_0. Cherchant le cas le plus défavorable, nous choisissons de contraindre la largeur Doppler b pour qu'elle représente les valeurs les plus faibles mesurées dans les nuages interstellaires. Les estimations dans le MIS de notre Galaxie donnent généralement $b \sim 3-6\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ pour les nuages les moins turbulents. Tumlinson et al. (2002) ont mesuré $b > 1.6\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ vers des étoiles des Nuages de Magellan. Nous choisirons $b = 2\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ comme limite inférieure sur la largeur Doppler pour notre étude. Étant donnée la forme de la raie, si la composante centrale n'est pas saturée alors les autres composantes contribuant au profil global ne le sont pas non plus. En revanche, si la composante virtuelle est saturée, on ne peut conclure, car selon les situations (en particulier selon le nombre de composantes), les multiples composantes du profil intégré peuvent être saturées comme ne pas l'être. Ce test permet donc de savoir si la raie intégrée est *potentiellement* constituée de composantes saturées.

Nous listons maintenant les raies les plus faibles de chaque espèce que nous avons détectées dans le spectre *FUSE* LWRS de NGC604. Ce spectre nous servira de référence pour tous les tests de ce chapitre.

- **Si** II : Nous étudions la raie à 1021 Å, seule disponible dans le domaine de *FUSE* pour cette espèce. Dans la table 5.1, nous reportons la densité de colonne maximale N_{max} que l'on peut admettre dans une composante centrale, pour plusieurs

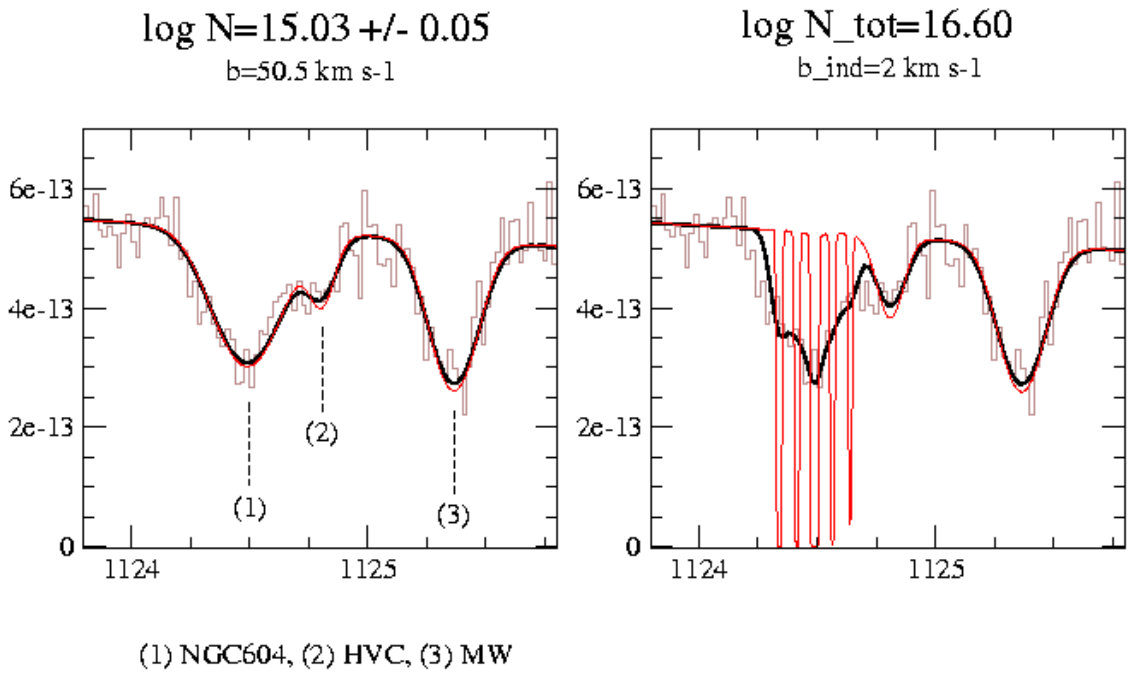


FIG. 5.3 – On choisit pour illustrer le problème une raie de profondeur apparente intermédiaire (ici la raie Fe II λ1124 dans NGC604). Étant donné qu'on ne peut choisir parmi les distributions (nombre de composantes – vitesses turbulentes – vitesses radiales) qui donnent un bon ajustement du spectre, on ne peut choisir parmi les densités de colonne qui en découlent. Pour une telle raie, on peut s'attendre à ce que les erreurs atteignent alors plus d'un ordre de grandeur.

TAB. 5.1 – Densités de colonne maximales $N_{\max}$ (en unité logarithmique) que l'on peut admettre dans une composante virtuelle au centre de la raie la plus faible de chaque espèce. Les composantes présentant des ailes d'amortissement sont notées "*damp.*" et les composantes saturées "*sat.*". On note "*N.S.*" les composantes non saturées et entre parenthèses les déterminations du chapitre NGC604 (ajustement simultané du spectre *FUSE* LWRS, en supposant une seule composante en absorption).

b	2	3	4	5	7	10	20	22	30	
(Si II)	19			19		18.3	15.7		15.6	(15.5)
λ1020	*damp.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*		***N.S.***	
(O I)				21.7		18.7	16.7	16.7		(16.3)
λ924	*damp.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	***N.S.***		
(P II)	16.3			15.3	14.6	13.9				(13.7)
λ1153	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	*sat.*	***N.S.***				
(Ar I)	15.7	14.5	13.9	13.6						(13.9)
λ1045	*sat.*	*sat.*	*sat.*	***N.S.***						
(Fe II)	15									(14.9)
λ1142	***N.S.***									

choix de largeurs Doppler contraintes. On peut voir qu'une composante avec un b

de 20 km s^{-1} est déjà saturée. Nous ne pouvons donc conclure quant à la présence de multiples composantes, saturées mais remarquer qu'elles sont *potentiellement* présentes, puisque nous considérons que des composantes peuvent avoir des largeurs Doppler aussi faibles que 2 km s^{-1}.

- **O** I : Etude de la raie à 925 Å. La composante virtuelle de même profondeur optique que la raie de l'oxygène qui est pourtant la plus faible analysable dans le spectre de NGC604, est saturée si $b \leq 20$ km s^{-1}. Des composantes saturées peuvent donc participer au profil global.
- **P** II : Etude de la raie à 1153 Å. Seule une composante virtuelle ayant $b >$ 7 km s^{-1} n'est pas saturée. Si les nuage interstellaires sur les lignes de visée ont des largeurs Doppler inférieures, on conclut que la raie peut éventuellement être constituée de composantes saturées.
- **Ar** I : Etude de la raie à 1048 Å. On voit que pour cette raie d'Ar I, une composante virtuelle dont la largeur Doppler est inférieure à 5 km s^{-1} est saturée. Il y a donc un risque que des composantes saturées soient présentes, étant donné que nous n'excluons pas que des nuages interstellaires puissent avoir $b = 2$ km s^{-1}.
- **Fe** II : Etude de la raie à 1142 Å. La composante virtuelle n'est jamais saturée si $b \geq 2$ km s^{-1}. Cette raie n'est donc le fruit que de composantes non saturées. On trouve la même conclusion pour la faible raie de Fe II à 1055 Å (voir figure 5.4). Pour ces deux raies, la détermination de la densité de colonne dépend en première approximation de de l'aire totale de la raie d'absorption (quel que soit le nombre de composantes). Seules demeurent les erreurs systématiques liées à la présence de multiples composantes (n'excédant pas 0.2 dex), et les erreurs statistiques liées au rapport signal-sur-bruit.

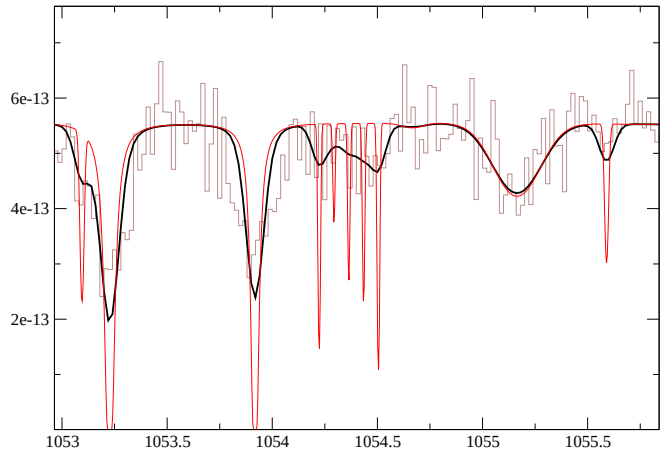


FIG. 5.4 – La faible raie de Fe II à 1055.26 Å ne peut pas être constituée de composantes saturées si ces composantes ont des largeurs Doppler ≥ 2 km s^{-1}.

Pour les espèces qui n'ont pas de raies faibles détectées, il faut obligatoirement avoir une idée de la distribution réelle (nombre de composantes – vitesses turbulentes – vitesses radiales). Il est possible d'identifier les distributions physiquement possibles

qui reproduisent *toutes* les raies d'absorption d'une espèce, de la plus faible à la plus forte. Fe II est la seule espèce à avoir un grand nombre de raies combiné à des forces d'oscillateurs variées. On voit sur la figure 5.5 qu'en calculant la densité de colonne à partir de la raie de profondeur intermédiaire et qu'en reportant la solution dans les autres raies, on n'arrive pas à ajuster correctement le spectre. Utiliser un large éventail de raies permet donc de contraindre les distributions possibles.

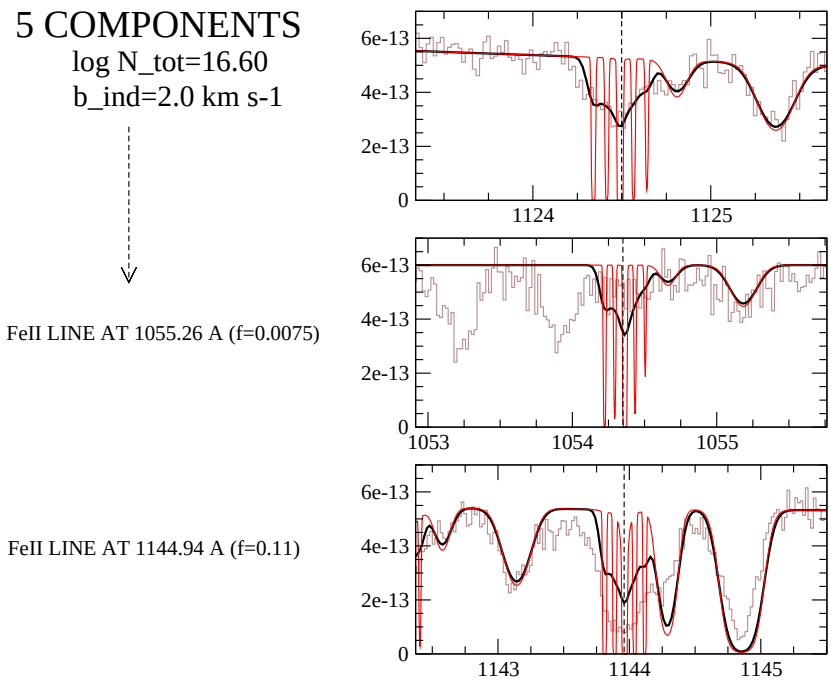


FIG. 5.5 – On utilise une distribution arbitraire de 5 composantes ayant des largeurs Doppler de 2 km s^{-1} pour reproduire le profil de la raie de profondeur intermédiaire à 1125 Å. La densité de colonne obtenue n'est pas cohérente avec les profils de la raie faible à 1055 Å et de la raie saturée à 1145 Å. Cette distribution ne parvient pas à reproduire toutes les raies de Fe II.

On peut alors tester divers *scenarii* qui reproduisent toutes les raies du Fe II *simultanément*, et utiliser les distributions en vitesse ainsi obtenues pour les autres espèces (N I, O I, Si II, P II, Ar I). On se limite à des solutions mathématiquement (ajustement du spectre satisfaisant) *et* physiquement possibles. Noter cependant qu'il subsiste alors le problème de la coexistence du Fe II avec les autres espèces dans une phase gazeuse aux propriétés physiques similaires. Ces espèces ne partagent pas forcément les mêmes distributions de vitesse. Notre but étant toutefois de mettre en place une *méthode*, nous ne tiendrons pas compte des incertitudes liées.

5.1.3 Tests de distributions

Méthode

On considère un peigne de n_c composantes séparées les unes des autres de δV (séparation en vitesse radiale). On fait l'hypothèse que ces composantes ont la même largeur

Doppler b[1] ; les composantes sont éventuellement mélangées ($\delta V < b$). J'ai réalisé une procédure qui génére des distributions en vitesses, contraignant les paramètres b et v de chaque composante, et ne laissant libre que le paramètre densité de colonne. On autorise ainsi le programme `Owens` à varier les densités de colonne des composantes à des vitesses radiales contraintes. Selon la forme de la raie et sa profondeur, le programme ajuste les densités de colonne de manière à reproduire au mieux le profil global des raies. Nous modélisons ainsi la distribution des nuages sur les lignes de visée ainsi que l'effet dû à la répartition des sources brillantes dans la fente d'observation.

Raies du fer

On cherche donc à trouver des scenarii impliquant des composantes ayant une largeur Doppler identique ($b \geq$ 2-3 km s^{-1}) qui reproduisent simultanément les profils de *toutes* les raies de Fe II. On analyse les raies suivantes : λ1055.26 ($f = 0.75 \times 10^{-2}$), λ1096.88 ($f = 0.32 \times 10^{-1}$), λ1125.45 ($f = 0.16 \times 10^{-1}$), λ1127.10 ($f = 0.28 \times 10^{-1}$), λ1142.37 ($f = 0.42 \times 10^{-2}$), λ1143.23 ($f = 0.18 \times 10^{-1}$) et λ1144.94 ($f = 0.11 \times 10^{0}$). Comme référence, nous considérons qu'un bon ajustement possède un χ^2 inférieur ou égal à celui trouvé dans l'hypothèse d'une composante unique (en effet, en augmentant le nombre de paramètres libres, on arrive à trouver un ajustement au moins aussi bon).

Plaçons-nous tout d'abord dans le cas simple de deux composantes. Comme on peut s'y attendre, on arrive à reproduire le profil global en utilisant deux composantes ayant des largeurs Doppler légèrement plus faibles que dans l'hypothèse d'une composante unique. Au fur et à mesure que le nombre de composantes augmente, les scenarii autorisant un bon ajustement simultanément des raies de Fe II impliquent des largeurs Doppler de plus en plus faibles.

On peut voir dans la figure 5.6 que le nombre de composantes minimum pour obtenir un bon ajustement décroît lorsque la largeur Doppler choisie augmente. Notons $[n_c, b]$ les distributions de composantes qui reproduisent de manière satisfaisante toutes les raies de Fe II. Ce sont les distributions $[b = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_c \geq 13]$, $[b = 3; n_c \geq 9]$, $[b = 5; n_c \geq 7]$, $[b = 7; n_c \geq 5]$, $[b = 10; n_c \geq 5]$, $[b = 20; n_c \geq 5]$, $[b = 30; n_c \geq 5]$, $[b = 40; n_c \geq 3]$, et $[b = 50; n_c \geq 1]$. Pour toutes ces distributions, la somme des densités de colonne des composantes est cohérente avec la détermination à partir d'une composante unique.

Il apparaît donc que dans les cas *a priori* les plus "favorables" pour observer des effets de saturation (c'est-à-dire les distributions impliquant des b faibles), de nombreuses composantes sont nécessaires pour bien reproduire le spectre. Or, nous trouvons que plus les composantes sont nombreuses, plus leurs densités de colonne sont faibles (ce qui est normal étant donné que toutes les composantes ont des largeurs Doppler identiques). En particulier, les distributions impliquant des composantes aux largeurs Doppler $b = 2$ km s^{-1} qui reproduisent toutes les raies de Fe II doivent compter au moins 13 composantes.

[1] Rappelons que l'étendue de la source n'intervient dans le paramètre "*élargissement des raies*" que dans l'hypothèse d'une unique composante en absorption (voir chapitre 2). C'est pourquoi on utilise seulement l'élargissement instrumental pour chacune des composantes individuelles.

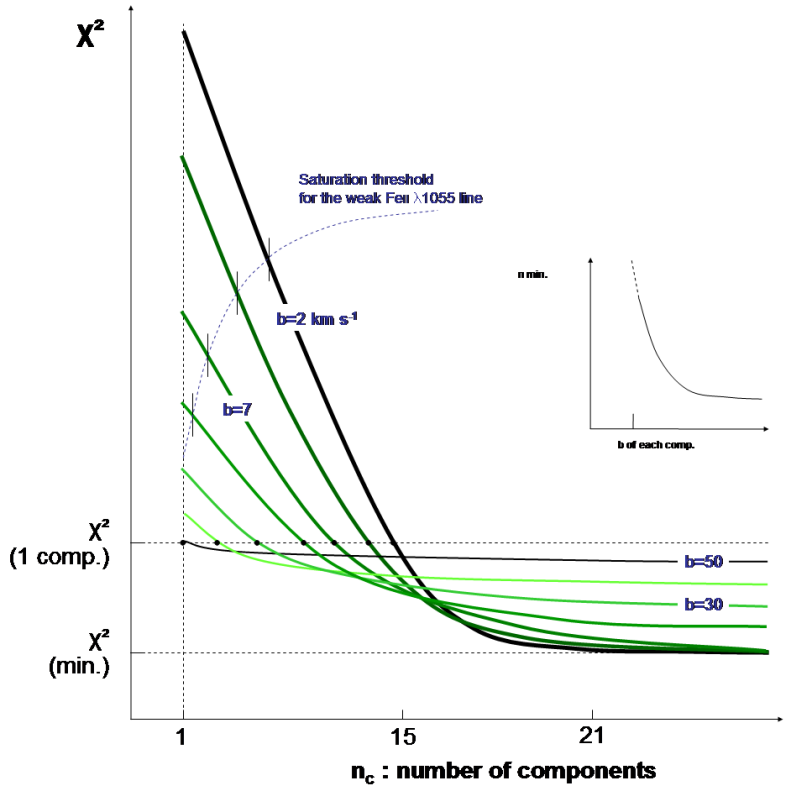


FIG. 5.6 – Le χ^2 de l'ajustement des raies de Fe II est tracé en fonction du nombre de composantes pour plusieurs choix de largeurs Doppler contraintes. Les ajustements considérés comme satisfaisants possèdent un χ^2 inférieur ou égal au χ^2 calculé dans l'hypothèse d'une composante unique.

Application des distributions trouvées aux autres espèces

On utilise ces distributions qui permettent de bien reproduire toutes les raies de Fe II pour les appliquer aux raies les plus faibles des autres espèces.

Si II (raie à 1021 Å) : D'après le test de la section précédente, il est possible que cette raie soit constituée de composantes saturées si leurs largeurs Doppler sont $b < 30\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. En utilisant les raies de Fe II pour contraindre la distribution des composantes, on trouve que les scenarii $[b = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_\mathrm{c} = 13]$ et $[b = 3; n_\mathrm{c} = 9]$ introduisent des composantes saturées. Les densités de colonne totales obtenues sont respectivement ≈ 15.89 et ≈ 16.48, plus grandes que la détermination dans l'hypothèse d'une composante unique de $N_{1\ \mathrm{comp.}} = 15.52 \pm 0.04$ (voir chapitre 4). En revanche, les composantes ne sont pas saturées pour les distributions dont les largeurs Doppler sont telles que $b > 5\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. La densité de colonne du scenario $[b = 5; n_\mathrm{c} = 7]$ est de ≈ 15.57, ce qui est similaire à $N_{1\ \mathrm{comp.}}$. Les distributions impliquant des largeurs Doppler encore plus grandes (et donc des composantes moins nombreuses) donnent aussi des composantes non saturées. En conclusion, pour Si II, la raie globale est si profonde que des composantes individuelles non résolues ayant des largeurs Doppler $b = 2\text{-}4\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ sont saturées. Et ceci reste vrai même si l'on contraint la distribution de vitesses des composantes avec l'utilisation simultanée des raies du Fe II.

Ar I (raie à 1048 Å) : Toutes les distributions qui reproduisent toutes les raies du Fe II (y compris le scenario [$b = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_\mathrm{c} = 13$]) donnent des composantes non saturées. Le nombre des composantes est ici suffisant pour que la densité de colonne se répartisse en des composantes relativement faibles. La densité de colonne trouvée est de ≈ 13.83, du même ordre que $N_{1\ \mathrm{comp.}} = 13.95 \pm 0.04$. La détermination de la quantité d'Ar I ne devrait donc pas souffrir d'erreurs systématiques importantes.

P II (raie à 1153 Å) : Tous les scenarii envisagés n'impliquent que des composantes non saturées. La densité de colonne totale dans le scenario [$b = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_\mathrm{c} = 13$] est ≈ 13.84, légèrement plus grande que $N_{1\ \mathrm{comp.}} = 13.66^{+0.06}_{-0.07}$. La quantité de P II devrait être bien déterminée, même s'il existe de multiples composantes non résolues.

O I (raie à 925 Å) : Le scenario [$b = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_\mathrm{c} = 13$] introduit des composantes saturées dans cette raie. La densité de colonne totale est supérieure à 17. Si l'on considère que cette distribution est physiquement possible, il faut conclure que la densité de colonne de O I ne peut être bien contrainte.

N I (raie à 963 Å) : Les raies de N I ne sont pas isolables. Il est difficile dans ce cas de savoir comment le programme d'ajustement réagit en présence de multiples composantes. Cependant, notons que le scenario [$b = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_\mathrm{c} = 13$] donne des composantes saturées. La densité de colonne que l'on peut y admettre est supérieure à 16 (contre $N_{1\ \mathrm{comp.}} = 15.14 \pm 0.02$ dans le scenario d'une composante unique)

En conclusion, seules les densités de colonne des espèces P II, Ar I et Fe II peuvent être bien déterminées dans le cadre de tous les scenarii que nous avons établi. Les déterminations pour N I, O I et Si II peuvent en revanche varier de plus d'un ordre de grandeur selon la distribution des composantes.

Ajustement simultané de toutes les espèces

Nous avons réalisé un ajustement simultané des raies les plus faibles de toutes les espèces (Fe II, N I, O I, Si II, P II et Ar I). Plusieurs scenarii ont été envisagés pour ces mesures ; les résultats les plus intéressants sont donnés dans la table 5.2. Noter que les déterminations du scenario [$b = 30\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_\mathrm{c} = 1$] sont différentes des valeurs mesurées dans le chapitre 4 car nous ne considérons ici que les *raies les plus faibles* de chaque espèce.

On peut remarquer que les estimations des densités de colonne sont de plus en plus grandes au fur et à mesure que la largeur Doppler des composantes diminue (et que le nombre de composantes augmente). C'est également vrai pour P II, Ar I et Fe II dont les raies ne peuvent pas être constituées de composantes saturées dans le cadre de ces scenarii. Nous sommes donc probablement en présence d'erreurs systématiques dues à la présence de multiples composantes dans un ajustement simultané.

En utilisant l'ajustement simultané des raies les plus faibles de chaque espèce, nous dégageons les valeurs suivantes pour les densités de colonne :

- $\log N(\mathrm{N\,I}) > 15.2$,
- $\log N(\mathrm{O\,I}) > 16.14$,
- $\log N(\mathrm{Si\,II}) > 15.44$,
- $\log N(\mathrm{P\,II}) = [13.59 - 14.05]$,
- $\log N(\mathrm{Ar\,I}) = [13.76 - 13.88]$,
- $\log N(\mathrm{Fe\,II}) = [14.79 - 14.97]$.

TAB. 5.2 – Densités de colonne (en unité logarithmique) déduites d'un ajustement simultané des *raies les plus faibles* de chaque espèce, dans le cadre de plusieurs scenarii. Les largeurs Doppler sont exprimées en km s^{-1}. Nous avons ajouté pour information les déterminations obtenues à partir d'un ajustement simultané de *toutes les raies de chaque espèce* (voir chapitre 4).

Scenario	Fe II	N I	O I	Si II	P II	Ar I
$[b = 2; n_c = 13]$	14.97	> 18	> 19	> 18	14.05	13.88
$[b = 3; n_c = 9]$	14.97	15.76	> 19	> 18	13.65	13.81
$[b = 5; n_c = 7]$	14.93	15.66	16.52	15.65	13.63	13.78
$[b = 30; n_c = 1]$	14.79	15.20	16.14	15.44	13.59	13.76
LWRS/*SF*	$14.88^{+0.02}_{-0.02}$	$15.14^{+0.02}_{-0.02}$	$16.26^{+0.05}_{-0.04}$	$15.52^{+0.04}_{-0.04}$	$13.66^{+0.06}_{-0.07}$	$13.95^{+0.04}_{-0.04}$

Les densités de colonne de Fe II et Ar I sont bien définies et assez proches (< 0.2 dex) des déterminations obtenues dans le cadre d'une composante unique. Les mesures pour P II sont également cohérentes sauf dans le scenario $[b = 2\,\mathrm{km\,s^{-1}}; n_c = 13]$, où la détermination est franchement plus grande. Au contraire, les densités de colonne des espèces Si II, N I et O I pourraient être très mal contraintes si l'on considère que les distributions invoquées sont physiquement possibles.

Réévaluons les abondances trouvées dans NGC604, dont le spectre nous a servi de référence. Nous trouvons en utilisant ces nouveaux résultats et la mesure $\log N(\mathrm{H\,I}) = 20.75 \pm 0.03$ que :

- $\log(\mathrm{Fe\,II/H\,I}) - \log(\mathrm{Fe/H})_\odot = -1.32 \pm 0.37$,
- $\log(\mathrm{Ar\,I/H\,I}) - \log(\mathrm{Ar/H})_\odot = -1.09 \pm 0.37$ et
- $\log(\mathrm{P\,II/H\,I}) - \log(\mathrm{P/H})_\odot = -0.29 \pm 0.87$.

La détermination de l'abondance du fer est cohérente avec la valeur dans le gaz ionisé, ce qui est normal car la densité de colonne de Fe II ne semble pas être affectée par les diverses distributions de composantes possibles. Cependant, les abondances que l'on déduit pour Fe, Ar et P semblent s'accorder dans leurs barres d'erreurs avec une métallicité entre 1/9 et 1/14 $Z_\odot$, c'est-à-dire plus faible que dans le gaz ionisé. Toutefois, notons que le fer pourrait être déplété sur les grains de poussière, et que Ar I pourrait être sous forme de Ar II dans la phase neutre.

5.1.4 Ébauche d'une méthode pour estimer les densités de colonne des métaux

(1) Pour chaque espèce, il est préférable d'identifier d'abord les raies qui sont suffisamment faibles pour n'être le fruit que de composantes non saturées. Les erreurs sur les déterminations des densités de colonne dans le cadre d'un ajustement indépendant sont alors uniquement statistiques.

(2) En supposant que les distributions en vitesse des composantes puissent être représentées par un peigne de raies aux largeurs Doppler identiques, on peut trouver celles qui résultent en un bon ajustement des profils de toutes les raies du Fe II, de la plus faible (voire non détectée) à la plus forte.

(3) Ces distributions peuvent alors servir à estimer une plage de valeurs pour les densités de colonne des autres espèces.

Notons enfin que l'étude simultanée d'un spectre à haute résolution spectrale est utile (voir chapitre 7). Il est ainsi possible de déterminer la structure en vitesse de la ligne de visée, par exemple en observant depuis le sol les raies de Ca II avec VLT/*UVES*. On peut alors utiliser la structure en vitesse des lignes de visée pour contraindre l'ajustement des données *FUSE*. Il faut néanmoins supposer que Ca II (potentiel d'ionisation 11.9 eV) coexiste dans la même phase gazeuse que les espèces métalliques que nous étudions avec *FUSE*.

5.2 H I : composantes individuelles invisibles

Le cas de l'hydrogène neutre est à part, car les cibles extragalactiques que nous observons (dans les galaxies bleues compactes ou dans les régions H II géantes) montrent toutes des raies saturées, éventuellement amorti (Lyβ et parfois Lyγ). Ces profils impliquent des densités de colonne d'au moins quelques $10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$.

Il peut exister des composantes non résolues qui contribuent dans le cœur déjà saturé de telles raies, sans modifier leur profil global. On peut alors "ajouter" un nombre infini de composantes dans le cœur, pourvu que le profil de ces composantes ne soit pas amorti (les ailes d'amortissement modifieraient alors le profil global non résolu). Ce peut être une source de sous-estimation de la densité de colonne de H I à partir des raies intégrées. Dans NGC604 et les galaxies bleues compactes, on observe toutefois des ailes lorentziennes pour la raie Lyβ, ce qui implique qu'il existe au moins une composante en absorption ayant une densité de colonne d'au moins $\sim 10^{20.5}\,\mathrm{cm}^{-2}$.

En conclusion, il est donc facile de sous-estimer la quantité de H I à cause de la présence de composantes saturées cachées dans le cœur, où l'absorption est déjà maximale. Cette erreur est difficilement quantifiable mais une limite inférieure est disponible si des ailes lorentziennes sont détectées.

Notons enfin que si le profil global des raies est dû à la présence de multiples nuages interstellaires, il est probable que ces absorbants ne suffisent pas à maintenir l'écrantage, que l'on suppose être efficace et à l'origine des corrections d'ionisation négligeables dans les spectres de galaxies bleues compactes. Si les nuages ont des densités de colonne H I inférieures à ~ 20, les corrections d'ionisation peuvent devenir importantes.

Chapitre 6
Discussion

Dans ce chapitre, nous discutons les différentes raisons physiques qui peuvent expliquer une déficience en métaux dans le gaz neutre par rapport au gaz ionisé. La phase H I pourrait par exemple être diluée par du gaz peu métallique sur les lignes de visée.

Sommaire

6.1 Présence de gaz peu métallique sur les lignes de visée 108
6.2 Phase neutre additionnelle non-turbulente 109
6.3 Enrichissement du gaz ionisé 110
6.4 Photodissociation du H_2 en H I 112
6.5 Mesure de la métallicité biaisée par l'extinction 113

Les différences de métallicité entre le gaz neutre et ionisé des régions de formation d'étoiles, si elles sont réelles, doivent être expliquées. Même si les résultats trouvés avec *FUSE* pourraient souffrir d'erreurs systématiques, et même si l'interprétation est toujours prématurée, une partie importante de ce travail de thèse a consisté à déterminer quelles phénomènes physiques pouvaient être responsables de telles différences.

6.1 Présence de gaz peu métallique sur les lignes de visée

Le gaz diffus neutre dont on mesure la composition chimique avec *FUSE* est-il associé aux régions H II ou se trouve-t-il dans un halo ? Est-il lié à des phénomènes d'*outflow* (éjection de métaux hors de la région de formation d'étoiles) ? D'*infall* (récupération de métaux provenant par exemple d'un nuage à grande vitesse ou du halo d'un compagnon qui tombe sur la galaxie) ? Ces questions sont essentielles pour interpréter la différence de métallicité entre le gaz ionisé des régions H II et le gaz neutre en avant-plan. Une première réponse est apportée par la mesure des vitesses radiales des phases gazeuses. Dans les galaxies bleues compactes, nous avons vu que les espèces ionisées possédaient sensiblement les mêmes vitesses que les espèces neutres, bien qu'elles semblent être légèrement décalées vers le bleu, de l'ordre de 10-20 km s^{-1} (voir chapitre 3). Dans NGC604, nous trouvons un décalage du même ordre (voir chapitre 4). Ces vitesses s'accordent relativement bien, et semblent indiquer que les phases neutres et ionisées sont spatialement corrélées.

Dans les *galaxies spirales*, on s'attend à ce que le gaz neutre "statique" du halo (en comparaison avec le gaz dans les nuages à grande vitesse ou à vitesse intermédiaire dans lesquels $v \gtrsim 100$ km s^{-1}) ne représente qu'une quantité de H I négligeable par rapport au H I du disque (Voir par exemple Kalberla et al. (1998) pour notre Galaxie). Cependant, la présence de gaz extra-planaire a été détectée jusqu'à des hauteurs de plusieurs kiloparsecs dans plusieurs galaxies spirales, dont NGC4559 (Barbieri et al. astroph0504534), NGC891 (Swaters et al. 1997), NGC2403 (Fraternali et al. 2002) et UGC7321 (Matthews & Wood 2003). Ce gaz n'est toutefois pas dans un halo mais dans un disque H I épais dont la masse est de l'ordre de 1/10 de la masse totale du H I. Il n'est pas encore clair si ce gaz extra-planaire est dû à des processus prenant leur origine dans le disque galactique, ou bien si il provient de l'*infall* de gaz extragalactique, éventuellement primordial. Dans NGC4559, il semble que l'origine "interne" soit favorisée, même si les autres origines ne peuvent pas encore être écartées complètement.

Dans plusieurs *galaxies bleues compactes*, une grande enveloppe H I a été détectée, et sa distribution a été attribuée à une perturbation due aux interactions avec des voisins faibles. Une autre explication invoque l'hypothèse que ces objets sont actuellement en phase d'effondrement, et sont le siège d'une première ou seconde flambée d'étoiles massives. Cependant, la vitesse relative du gaz neutre par rapport à la vitesse systémique des galaxies est nulle dans plusieurs galaxies bleues compactes et ne dépassent pas -20, -30 km s^{-1} dans les autres (voir chapitre 3). Le gaz observé ne semble donc pas tracer une phase de contraction particulièrement spectaculaire.

En conclusion, les phases neutres et ionisées semblent dynamiquement et spatialement corrélées. Cependant, les vitesses relatives indiquent que, comme attendu, les espèces neutres ne coexistent pas dans les mêmes nuages que les espèces ionisées. Il est possible que le mélange des éléments lourds formés durant l'histoire des galaxies n'ait pas encore eu lieu dans les régions les plus extérieures. Cette dilution expliquerait

au moins une partie de la sous-abondance relative observée dans le gaz neutre. En revanche il semble difficile d'invoquer la présence de gaz peu métallique dans le halo, provenant par exemple de gaz primordial s'effondrant sur la galaxie, étant données les vitesses mesurées.

6.2 Phase neutre additionnelle non-turbulente

Une fraction des métaux dans le gaz neutre vers les régions H II pourrait se trouver dans une phase non-turbulente, et à faible température. Les raies d'absorption des espèces métalliques dans les nuages correspondants seraient difficilement détectables (Steigman et al. 1975). La raie avant convolution par le profil instrumental est fortement saturée et très étroite. La convolution conserve la très faible largeur équivalente de la raie en la reportant dans une raie peu profonde qui peut se trouver éventuellement en-dessous du seuil de détection. Si donc on se place dans le cas de multiples composantes non résolues, ces composantes non-turbulentes ne modifient pas le profil intégré et l'on commet une erreur systématique sur la détermination de la densité de colonne totale.

Cependant, les composantes H I associées resteraient détectables grâce aux ailes lo-

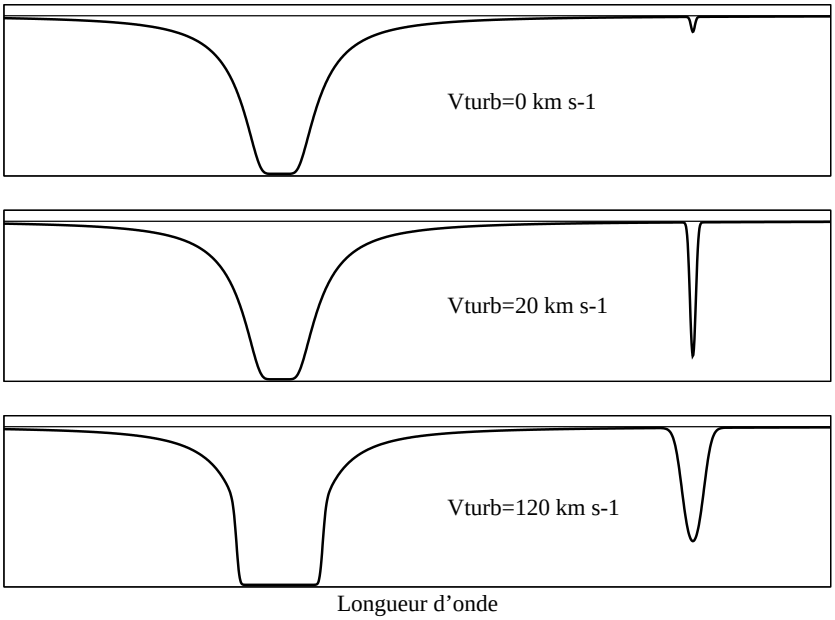


FIG. 6.1 – Nous traçons pour plusieurs choix de vitesses turbulentes (de haut en bas 0 km s^{-1}, 20 km s^{-1} et 120 km s^{-1}) une raie aux ailes lorentziennes illustrant le H I et une raie relativement faible illustrant une espèce métallique quelconque. Les densités de colonne sont fixes. La température est fixée à 10 K et l'élargissement instrumental n'est pas nul. Contrairement à la raie métallique, le profil de la raie H I reste inchangée pour les valeurs faibles de valeur turbulente.

rentziennes et contribueraient au profil global H I (voir illustration sur la figure 6.1). On aboutirait ainsi à une sous-estimation des abondances chimiques dans le gaz neutre en utilisant les densités de colonne déduites des raies d'absorption globales. Nous ne pouvons pas complètement exclure que certains des nuages sur les multiples lignes de visée que nous étudions vers les régions de formation d'étoiles sont dans une phase non-turbulente. Si tel est le cas nous sous-estimerions les abondances de *tous* les métaux. En revanche les rapports d'abondance des espèces métalliques (N/O, O/Fe, ...) devraient être beaucoup moins affectés. Notons que les mesures d'abondance dans la Voie Lactée avec *FUSE* n'ont pas mis en évidence de telles sous-estimations systématiques. Il semblerait que ce problème n'entraîne pas de graves erreurs systématiques.

6.3 Enrichissement du gaz ionisé

La différence de métallicité entre les phases neutres et ionisées des régions H II géantes pourrait être une conséquence de l'enrichissement du gaz ionisé par des métaux relâchés *in situ* par les étoiles massives. Ces métaux pourraient provenir de la flambée actuelle (on parlera alors d'*auto-enrichissement*) ou d'une flambée antérieure ayant eu lieu approximativement au même endroit (on parlera d'*enrichissement additionnel*). Kunth & Sargent (1986) ont avancé l'hypothèse de l'auto-enrichissement pour expliquer la difficulté à trouver des galaxies naines à flambée de formation d'étoiles très peu métalliques. Puisque les abondances chimiques y sont déterminées en utilisant les régions H II, il pourrait exister un biais dû à une pollution par la formation d'étoiles actuelle. Les auteurs ont ainsi suggéré que les régions H II de la galaxie naine IZw18 pourraient avoir déjà été enrichies et que la métallicité déterminée grâce aux raies d'émission du gaz ionisé des régions H II pourrait ne pas être représentative de toute la galaxie. D'autre part, si la flambée d'étoiles dans IZw18 est la première dans l'histoire de la galaxie, il se pourrait que la métallicité mesurée représente une valeur minimale due à l'enrichissement par des étoiles de population III.

La principale différence entre l'auto-enrichissement et l'enrichissement additionnel concerne l'échelle de temps du mélange des éléments lourds dans la phase ionisée. Dans le cadre d'une formation d'étoiles dominée par des courtes flambées séparées par de longues périodes de quasi-inactivité, l'échelle de temps doit être de l'ordre de quelques millions d'années si les métaux sont issus des vents stellaires et des SNe provenant des étoiles de la flambée actuelle, ou de quelques centaines de millions d'années dans le cadre d'un enrichissement additionnel. Dans les deux cas cependant, les α-éléments, produits principalement dans les étoiles massives à faible durée de vie, devraient se mélanger tout d'abord dans le MIS environnant.

L'enrichissement *in situ* du gaz ionisé des régions H II explique naturellement la différence d'abondances entre les phases ionisé et neutre. La faible métallicité du gaz neutre environnant dans les galaxies bleues compactes était d'ailleurs une prédiction de Kunth & Sargent (1986). Toutefois, cette hypothèse a été longtemps discutée. Quelques arguments observationnels sont en effet difficilement réconciliables. Notons par exemple que les régions H II non corrélées dans une même galaxie naine montrent des abondances relativement uniformes. Si l'enrichissement *in situ* était réellement efficace, on attendrait des différences notables de métallicité. D'autre part, une sur-abondance de métaux a été observée en X dans la phase chaude du halo de quelques galaxies à flambée de formation d'étoiles. Martin et al. (2002) ont ainsi mesuré une métallicité de

$2Z_\odot$ dans NGC1569. Ceci indiquerait que le gaz chaud s'échappant de la région H II est enrichi. D'autre part, il semble que les α-éléments du gaz chaud du Grand Nuage de Magellan sont surabondants (Dennerl et al. 2001), suggérant que le mélange dans ce cas n'est pas encore complet.

Deux types de modèles tentent d'expliquer le devenir des métaux après avoir été produits dans une région H II par un super-amas d'étoiles. Les modèles de Tenorio-Tagle (1996) prévoient par exemple que les métaux produits par la flambée actuelle sont piégés dans le halo à l'intérieur d'une *superbulle* très chaude ($T \sim 10^6$-10^8 K, voir chapitre 1). La température étant supérieure à la limite de recombinaison, les éléments ne sont pas observables en optique mais restent détectables en X. La phase de refroidissement radiatif interviendrait ensuite et permettrait aux métaux de se condenser sous forme de "gouttelettes moléculaires" et de se disperser sur des échelles de plusieurs kiloparsecs dans la galaxie. Le processus pour parvenir à la dispersion complète et quasiment uniforme dans une région de plusieurs kiloparsecs de rayon durerait au moins 400-600 millions d'années (Legrand et al. 2001). Le mélange n'intervient que lorsque ces gouttelettes sont dissociées au sein d'une région de formation d'étoiles, en particulier dans le gaz ionisé des régions H II où le champ de radiation est suffisamment intense pour dissocier les molécules et ioniser les espèces, aidé par les chocs dus aux SNe. Dans ce cadre, on pourrait observer une différence d'abondance entre les phases neutre et ionisée des régions H II. Si nous admettons que toutes les galaxies bleues compactes – et aussi NGC604 – possèdent une phase neutre sous-abondante, il faudrait alors admettre également que dans tous ces objets une formation d'étoiles a eu lieu il y a quelques 10^8 voire 10^9 ans.

D'un autre côté, les modèles de Recchi et al. (2001) prévoient la formation d'un *vent supergalactique*, entraînant les métaux dans le halo puis hors de la galaxie. Ces modèles ne sont pas forcément discordants avec le principe des superbulles, puisqu'ils supposent des conditions physiques différentes. Selon l'énergie fournie par la flambée d'étoiles massives, soit une superbulle soit un vent supergalactique peut théoriquement se former. L'énergie seuil est cependant toujours débattue. Dans les modèles de vents galactiques, seuls les éléments relâchés dans des échelles de temps longues (en particulier N et Fe) seraient éjectés efficacement, profitant que les supernovæ de type II ont déjà "creusé" le plan de la galaxie. Une partie des métaux (principalement les α-éléments) resterait dans la région de formation d'étoiles et se mélangerait rapidement dans le milieu interstellaire (en quelques millions d'années), aidée par un refroidissement conductif. Il n'est cependant pas clair si le mélange a lieu dans le gaz ionisé seul ou s'il peut s'effectuer au moins dans une partie du gaz neutre environnant. Noter que ces résultats concernent le cas d'une flambée unique. Si deux flambées successives ont lieues, les métaux produits lors de la seconde flambée quitteront plus efficacement la galaxie, quelque soit l'échelle de temps avec laquelle ils sont relâchés par les étoiles. Si le mélange a lieu dans le gaz ionisé principalement, une flambée unique pourrait expliquer les valeurs plus faibles de [O/Fe] dans la phase neutre de NGC604 et IZw18 (en prenant en compte l'étude de Aloisi et al. (2003) pour IZw18). Les valeurs de Lecavelier des Etangs et al. (2004) pour IZw18 peuvent être expliquées en revanche par un mélange efficace dans les phases ionisée et neutre ou par deux flambées successives provoquant l'échappement des métaux produits lors de la deuxième flambée. Pour les autres cibles dont le gaz neutre a été étudié avec *FUSE*, d'autres raisons doivent être proposées.

6.4 Photodissociation du H_2 en H I

Les nuages H I sont généralement considérés comme les réservoirs à partir desquels se forment des complexes de haute densité, favorisant la formation d'hydrogène moléculaire puis éventuellement la formation des étoiles. Un autre point de vue consiste à considérer les nuages H I comme étant *issus* de la photodissociation des nuages H_2 (Allen 2002a). Dans ce contexte, le matériel formant les étoiles est déjà sous forme moléculaire. La principale différence des deux points de vue est ce que l'on considère comme *cause* et comme *effet*. En prenant l'exemple de la "loi de Schmidt", qui suppose que la densité surfacique d'étoiles formées par unité de temps (tracée par le flux surfacique en UV lointain) est une puissance de la densité de surface du gaz local[1] (tracée par H I), Allen (2002b) inverse le problème. La densité locale de H I serait une conséquence du flux UV. L'explication avancée pour cette corrélation est que plus le flux UV est important, plus l'hydrogène moléculaire est dissocié dans les régions de photodissociation, libérant de l'hydrogène sous forme atomique. Il semble exister suffisamment de photons UV lointain pour expliquer la plupart, si ce n'est tout le H I que l'on observe dans les galaxies spirales (Allen 2002a). Cependant cette hypothèse soulève deux points importants : quelle est la quantité de gaz H_2 total dans le milieu interstellaire et quelle fraction de H I est d'origine primordiale ? Ce sont des contraintes fortes sur la validité de cette hypothèse, mais elles restent encore sans réponses.

Les observations *FUSE* des nuages interstellaires de notre Galaxie montrent la présence systématique de H_2 associé aux espèces neutres, dont H I. Considérant à nouveau les relations de cause à effet, on peut expliquer cette association par la formation de H_2 dans un nuage initial H I suffisamment écranté, ou par un nuage initial H_2 se photodissociant en H I par l'intermédiaire de photons énergétiques d'étoiles proches, de rayons cosmiques, etc... qui sont suffisants pour dissocier H_2 mais pas pour ioniser H I en H II. Ce dernier point de vue s'accorde bien à notre étude d'abondances chimiques dans la phase H I des régions de formation d'étoiles, puisque le flux en UV lointain dû aux étoiles jeunes y est particulièrement intense. Il se pourrait donc qu'une fraction non négligeable du H I que l'on observe provienne de la photodissociation des nuages moléculaires avoisinant les régions H II. Dans ce cas, nous devons nous poser la question de ce que deviennent les composés *moléculaires métalliques* coexistant avec le H_2 dans les régions de photodissociation. Il est probablement plus difficile de casser toutes les liaisons des molécules métalliques que la simple liaison H_2. Cette raison pourrait expliquer une détermination des abondances plus faible dans le gaz neutre que dans le gaz ionisé des régions de formation d'étoiles, dû à l'injection de H I dans le gaz neutre sans contrepartie en métaux.

Enfin il est à noter que si de la matière baryonique existe sous forme d'hydrogène moléculaire dans des nuages très denses ($10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$) comme suggéré par Pfenniger et al. (1994) et Pfenniger & Combes (1994), l'hypothèse de Allen (2002a) pourrait expliquer l'injection de H I primordial dans la phase neutre dans les régions à flambée de formation d'étoiles. Cette matière noire serait distribuée dans des *clumps* H + He dont la température est ~ 3 K. Une fraction pourrait se trouver sous forme d'hydrogène solide autour des sites de nucléation. Ces *clumps* ne devraient pas être capables de contribuer

[1]La loi originelle concerne la densité volumique d'étoiles formées par unité de temps est une puissance à la densité volumique de gaz local (Schmidt 1959). Cependant, la paramétrisation en utilisant les densités surfaciques est aussi utilisée.

à la formation d'étoiles à moins que des radiations les révèlent sous forme de H I en les chauffant et en les évaporant. Quand un complexe gazeux géant s'effondre dans le disque d'une galaxie spirale ou dans une galaxie irrégulière, la matière noire froide baryonique s'effondrerait aussi. Ainsi, la partie centrale du complexe serait essentiellement sous forme de H I, tandis que la composante sombre dominerait dans les parties externes. Quand les étoiles massives commencent à se former et créent une région H II géante, leurs radiations transformeraient la matière sombre en H I qui se mélangerait avec le milieu interstellaire neutre environnant. Ce dernier serait donc dilué, peut-être par un ordre de grandeur puisque la masse de matière noire baryonique est 10 fois plus grande que celle du gaz ordinaire dans les parties externes du disque des galaxies spirales. Cette dilution expliquerait pourquoi les régions H II des galaxies spirales semblent être entourées par un complexe gazeux de plus faible métallicité. Le même phénomène arriverait dans les galaxies bleues compactes que l'on soupçonne contenir un grand réservoir de matière noire. Bien sur, ce processus ne peut pas se répéter indéfiniment puisqu'il n'existe qu'une quantité finie de matière noire baryonique. Ainsi, si une galaxie a formé des étoiles très longtemps, la plupart de cette matière devrait être transformée en gaz ordinaire, et les différences de composition chimique entre les phases ionisées et neutres tendraient à s'amenuiser. Cela pourrait expliquer pourquoi les régions H II dans les Nuages de Magellan ont des compositions chimiques similaires. Un test possible de cette hypothèse consisterait à déterminer si le gaz neutre dans ces régions possède aussi les mêmes abondances. Cela est possible en utilisant les observation *FUSE* existantes de lignes de visée vers les étoiles des Nuages de Magellan (voir chapitre 7).

6.5 Mesure de la métallicité biaisée par l'extinction

Les mesures réalisées dans l'UV lointain sont dépendantes de l'extinction dans le sens où l'on ne détecte que les lignes de visée les moins obscurcies. L'extinction est en effet particulièrement efficace dans le domaine de *FUSE* (voir figure 6.2), et une ligne de visée possédant une extinction $A_V = 2\text{-}3$ suffit à être complètement éteinte.

Par analogie avec la relation *rapport poussière/gaz − métallicité* trouvée dans les galaxies naines (voir par exemple Lisenfeld & Ferrara 1998), faisons l'hypothèse qu'à l'intérieur même d'une galaxie, les lignes de visée dont l'extinction est la plus grande contiennent le plus de poussières et sont peut-être les plus métalliques. Des études détaillées des propriétés de l'extinction dans les Nuages de Magellan ont par exemple montré une relation claire entre le rapport poussière/gaz et l'abondance en métaux (résultats combinés de Koornneef 1982, Fitzpatrick 1986 et Bouchet et al. 1985). Ce point de vue est purement hypothétique, mais il est possible que le milieu interstellaire présentent des inhomogénéités de métallicité qui favoriseraient la formation de molécules et poussières aux endroits les plus métalliques. Ces inhomogénéités pourraient se trouver en particulier dans les galaxies bleues compactes qui sont des objets peu évolués : le mélange des éléments lourds peut ne pas y avoir été complet, et des pollutions locales pourraient exister qui seraient dues par exemple aux étoiles Wolf-Rayet ou aux métaux déposés par les supernovæ.

Les mesures de métallicité le long de lignes de visée dans différents domaines de longueurs d'onde pourraient ainsi être différentes. En effet, les lignes de visée les plus éteintes (c'est-à-dire les plus métalliques dans notre hypothèse) ne participent pas au spectre intégré. On ne mesure alors qu'une limite inférieure de la métallicité. Le do-

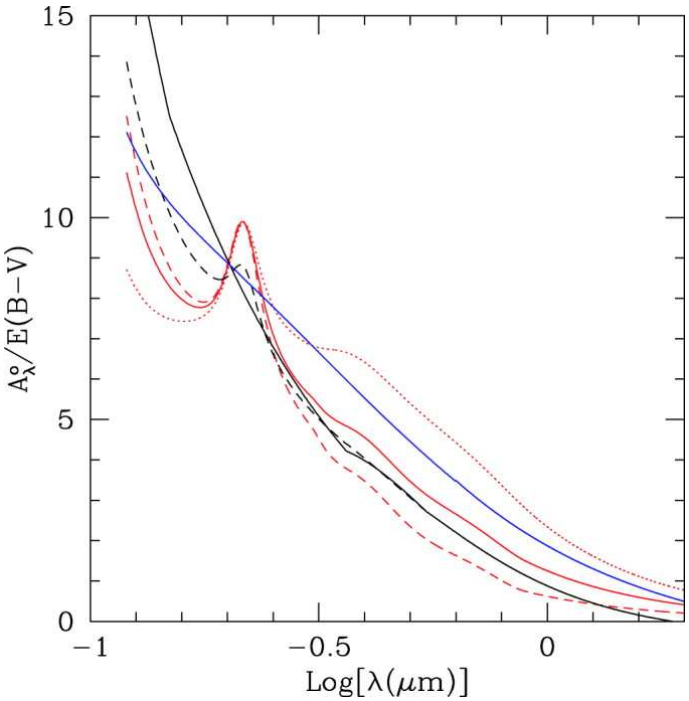


FIG. 6.2 – Courbe d'extinction dans plusieurs environnements (figure extraite de Calzetti 2001). La courbe de la Voie Lactée est montrée pour R_V valant 3.1 (trait rouge plein), 5.0 (trait en tirets rouges) et 2.0 (trait en pointillés rouges). Les deux autres courbes sont celles de la région H II géante 30 Dorade dans le Grand Nuage de Magellan (trait en tirets noirs), et de la barre du Petit Nuage de Magellan (trait plein noir). La courbe bleue est ici à titre de comparaison et représente la courbe d'obscuration dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles. Le domaine de *FUSE* se trouve entre log $\lambda(\mu m) \approx -1.05$ et -1, à l'extrême gauche du graphique, où l'extinction est la plus importante.

maine optique, et encore plus le domaine infrarouge, est moins sujet à l'extinction et la métallicité qu'on y mesure serait plus représentative. Une manière de tester cette hypothèse consiste à comparer les raies ioniques interdites de l'infrarouge moyen (accessibles avec l'*IRS* à bord de *Spitzer*) avec celles de l'optique et de comparer les déterminations respectives (voir chapitre 7). Ce biais dans la mesure d'abondances en utilisant des spectres en UV lointain de régions H II extragalactiques pourrait expliquer une partie de la faible métallicité de leur gaz neutre.

Chapitre 7
Perspectives

De nouvelles cibles vont permettre d'approfondir l'étude des abondances chimiques dans le gaz neutre des galaxies. Ce sont en particulier les régions H II géantes dans les galaxies spirales, et les lignes de visée individuelles vers les étoiles des Nuages de Magellan. En parallèle, la nouvelle voie qui a été ouverte, consistant à observer les différentes phases gazeuses dans les galaxies afin de tracer l'évolution chimique des éléments lourds, doit se poursuivre. Ces observations impliquent des domaines différents de longueur d'onde (X, UV, optique, infrarouge).

Sommaire

7.1 Perspectives sur la méthode **116**
7.2 Régions H II géantes dans les galaxies spirales **117**
7.3 Lignes de visée individuelles vers les étoiles des Nuages de Magellan **117**
7.4 Analyse multi-longueurs d'onde du MIS **117**
7.5 Modélisation **118**

7.1 Perspectives sur la méthode

Le manque de résolution spectrale est un problème conséquent dans l'observation de cibles extragalactiques. La comparaison avec les lignes de visée Galactiques montre qu'il est probable que les *multiples* lignes de visée vers les galaxies bleues compactes ou les régions H II géantes dans les galaxies spirales sont constituées de plusieurs nuages, qui sont autant de composantes en absorption qu'on ne résout pas forcément. Nous avons vu qu'il était possible d'obtenir des estimations fiables sur les densités de colonne en utilisant des raies excessivement faibles (voir chapitres 5). En effet, de telles raies ne peuvent pas être le fruit de composantes individuelles saturées. Il apparaît donc nécessaire de centrer l'analyse des futures cibles *FUSE* sur les raies les plus faibles, voire non-détectées. Notons qu'en dehors du domaine de *FUSE*, les raies S II λ1256 (suggéré par Pettini & Lipman 1995) et O I λ1356 permettent généralement une bonne détermination des densités de colonne. À cette date, il n'existe toutefois plus d'observatoires spatiaux UV observant à ces longueurs d'onde, et permettant ainsi l'analyse de ces raies dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles de l'univers local. Il reste possible en revanche d'observer des lignes de visée vers des quasars, profitant du décalage spectral pour observer ces raies dans le domaine optique avec, par exemple, l'instrument VLT/*UVES*. La problématique n'est toutefois plus la même.

Il semble également que l'utilisation simultanée des raies du Fe II soit une bonne contrainte pour estimer les distributions viables de composantes non résolues. Il doit être possible d'améliorer et de tester la validité des distributions obtenues en les confrontant à des spectres haute résolution d'un objet-test tel que NGC604. C'est par exemple possible en utilisant l'instrument VLT/*UVES* pour observer la structure des lignes de visée à partir des raies de Ca II ou Mg II. La résolution spectrale que l'on peut atteindre est 80 000-110 000, ce qui permet déterminer les vitesses des nuages interstellaires individuels, afin de les appliquer aux données à relativement basse résolution de *FUSE* ($R \sim 20\,000$). Il faut supposer que Ca II et Mg II coexistent dans les mêmes nuages que les espèces neutres (H I, O I, N I, etc...).

Enfin, grâce aux observations existantes, de nouvelles contraintes ont été établies qui permettent de choisir les objets les plus intéressants pour l'étude de leur gaz neutre avec *FUSE*, ou de futurs instruments observant dans les mêmes longueurs d'onde. Ainsi, outre les contraintes telles que la luminosité en UV lointain on remarque que :

- Les cibles à haute latitude Galactique possèdent des spectres où la contamination par les raies d'absorption de la Voie Lactée, en particulier les raies de H_2, est moins sévère.
- Les objets relativement pauvres en gaz H I permettent d'éviter la formation de raies profondes qui peuvent être saturées, en particulier si elles sont le fruit de multiples composantes.
- Il semble que l'étendue de la source ait une influence majeure sur le profil des raies d'absorption. Une source ponctuelle est préférable car elle permet d'éviter les biais associés.
- En pratique la vitesse héliocentrique radiale de la cible doit être $|v| \gtrsim 200\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour séparer les raies d'absorption métalliques de l'objet et de la Voie Lactée. Pour une étude précise du contenu en H I, des vitesses de plusieurs centaines, voire milliers de km s^{-1} sont préférables (en particulier les vitesses *positives* pour décaler les raies vers les parties les moins riches en raies d'absorption Galactiques,

et vers les régions du spectre au meilleur rapport signal-sur-bruit).

7.2 Régions H II géantes dans les galaxies spirales

L'approche initiale concernant l'étude des régions H II géantes dans les galaxies spirales est double. Tout d'abord, comme nous avons montré dans le chapitre 4, les régions H II géantes offrent nombre d'avantages quant à la détermination de leur composition chimique. L'analyse de NGC604 a ainsi permis d'identifier et de quantifier certaines incertitudes quant au calcul des densités de colonne des métaux (modélisation possible du continu stellaire, influence de l'étendue de la source sur le profil des raies d'absorption, présence de composantes saturées, ...). Cependant, une raison additionnelle a motivée le programme *FUSE* B018 d'observations de régions H II dans les galaxies spirales M101 et M33. L'analyse simultanée de régions appartenant à la même galaxie est en effet un outil particulièrement puissant pour mettre en évidence des inhomogénéités du gaz neutre, par exemple sous la forme de gradients d'abondance comme on peut les observer en utilisant les abondances du gaz ionisé dans M33, M81, ou M101 (voir par exemple Henry & Howard 1995, Vilchez et al. 1988). Observe-t-on des gradients similaire en utilisant le gaz neutre ? Comment se comparent les densités de colonne des espèces en fonction de la distance galactocentrique ? Les observations de NGC588, NGC595 et NGC604 dans M33, et de NGC5471 et NGC5461 dans M101 doivent nous permettre d'apporter une première réponse à ces questions.

7.3 Lignes de visée individuelles vers les étoiles des Nuages de Magellan

Les bases de données *FUSE* et HST/*STIS* comptent plusieurs dizaines d'étoiles dans les Nuages de Magellan. Nous avons l'intention de mesurer les abondances du gaz neutre le long de ces lignes de visée individuelles. Cela nous donnera l'opportunité de tester les inhomogénéités à petite échelle et d'étudier leur influence dans le cas d'un spectre global vers un amas d'étoiles. En effet, les observations de régions H II avec *FUSE* et *STIS* incluent au moins une dizaine d'étoiles massives assez brillantes pour contribuer au spectre intégré vers 900-1300 Å. Les densités de colonne que nous calculons représentent donc des valeurs *globales*, qui sont pondérées par la luminosité des étoiles (voir par exemple la section 3.2.2). Les étoiles des Nuages de Magellan nous permettront d'imiter des observations d'amas entiers dans un environnement à faible métallicité et de comprendre les conséquences de lignes de visée aux conditions physiques et chimiques variées.

7.4 Analyse multi-longueurs d'onde du MIS

Que deviennent les métaux après avoir été relâchés par les étoiles ? Quelle phase gazeuse rejoignent-ils ? En combien de temps ? Ces questions ne peuvent trouver des réponses qu'avec l'observation attentive des phases gazeuses du milieu interstellaire, des plus froides et denses aux plus chaudes et diffuses (voir le récapitulatif des phases du MIS dans le tableau 1.1). Au fur et à mesure que les spectroscopes gagnent en résolution et explorent de nouveaux domaines spectraux, il devient possible de déterminer les

abondances chimiques dans ces différentes phases. Dans ce rapport, nous avons montré que le *gaz neutre* pouvait être étudié − y compris dans des cibles extragalactiques − et être comparé au *gaz ionisé* des régions H II. *XMM-Newton* et *Chandra* permettent depuis peu de mesurer l'absorption des espèces du gaz chaud des galaxies, comme par exemple Fe XVII, O VII, O VIII ou Mg XII et de tracer les abondances des métaux venant d'être relâchés par les étoiles (voir notamment l'étude de Origlia et al. 2004). Il est clair que l'analyse multi-longueurs d'onde des galaxies à flambée de formation d'étoiles deviendra un outil essentiel pour comprendre le destin des éléments lourds dans le MIS.

Chaque phase gazeuse, chaque longueur d'onde, possède son lot d'incertitudes sur les déterminations d'abondances chimiques. Dans le domaine *optique* par exemple, plusieurs auteurs ont remarqué des différences entre les estimations utilisant les raies interdites et celles utilisant les raies de recombinaison − beaucoup plus difficiles à détecter car plus faibles (voir par exemple Tsamis et al. 2003 ; Esteban et al. 2005). Ces différences sont habituellement attribuées à des fluctuations de température électronique, et peuvent induire des facteurs $\gtrsim 2$ sur les abondances déduites. D'autre part, les raies d'émission du domaine optique, qu'elles soient de recombinaison ou non sont sensibles à l'extinction. L'intensité des raies doit donc être corrigée avant d'être utilisée pour déterminer les abondances chimiques. C'est pourquoi l'étude des raies d'émission dans l'*infrarouge moyen* est judicieuse car l'extinction y est relativement faible, ce qui permet une estimation plus fiable des abondances. Certaines espèces possèdent des raies dans les domaine infrarouge moyen *et* optique. Ceci donne l'occasion de comprendre en détails les effets directs et indirects dus à l'extinction :

- *Effets directs* : Il faut corriger les intensités des raies du domaine optique à cause de l'extinction. L'observation de raies d'une même espèce dans l'optique et l'infrarouge moyen peut permettre une meilleure estimation de la correction à apporter.
- *Effets indirects* : À cause de l'extinction plus forte dans l'optique, on ne sélectionne que les lignes de visée les plus diffuses, peut-être les moins métalliques (voir chapitre 6). La comparaison des abondances déduites des deux domaines peut certainement nous aider à identifier les conséquences de cette hypothèse.

Ainsi, la comparaison des raies des domaines infrarouge moyen et optique, en tenant compte de l'extinction et en étant conscient que les abondances déduites de chaque domaine pourraient être différentes, sera des plus intéressantes. Dans cette perspective, le spectrographe *IRS* à bord du télescope *Spitzer* semble l'outil le plus adapté. Il observe dans les longueurs d'onde de l'infrarouge moyen (5.3-38 μm) et donne accès à plusieurs raies d'espèces métalliques, détectables y compris dans les cibles extragalactiques. Notons la présence des raies interdites [Ar II], [Ne II], [Ne III], [S III], [S IV], [Si II] et [O IV].

7.5 Modélisation

Nous avons entrepris de modéliser l'enrichissement dû aux formation(s) d'étoiles ayant pris place dans les environs de NGC604. Nous cherchons à reproduire les abondances du gaz neutre mesurées avec *FUSE et* celles déterminées dans le gaz ionisé de la région H II proprement dite. Les modèles sont ceux de Recchi et al. (2002). Un des scenarii que nous étudierons concernera le mélange des éléments lourds provenant

d'une formation d'étoiles antérieure ayant eu lieu *à proximité* de la flambée actuelle. Il est en effet possible que les métaux produits se dispersent jusqu'à la région H II actuelle et qu'ils s'y mélangent efficacement, spécialement dans le gaz ionisé.

D'autre part, un travail de modélisation du gaz diffus neutre semble nécessaire. Bien que la physique y prenant place soit bien comprise, la fractalité du milieu et l'influence des flambées dans l'histoire de la galaxie rendent floue la compréhension des abondances dans cette phase. Fusionner les modèles de photoionisation `CLOUDY` et de synthèse de spectres stellaires `Starburst 99` avec les modèles de régions de photodissociation (comme les modèles développé par J. Le Bourlot ou par M. Kaufmann) pourrait être une première étape avant un modèle dédié.

Conclusion

L'étude du gaz neutre diffus des galaxies a trouvé un nouvel élan grâce aux hautes résolution et sensibilité atteintes par le télescope *FUSE*. Les résultats concernant les galaxies bleues compactes IZw36 et IZw18 évoqués dans ce rapport montrent que le gaz neutre semble y être moins métallique par rapport au gaz ionisé des régions H II. Les implications pour les prédictions des modèles d'évolution chimique de galaxies sont essentielles. Toutefois, puisque des incertitudes demeurent quant aux divers paramètres de la méthode, une nouvelle approche a consisté à analyser les régions H II géantes dans les galaxies spirales. Ainsi, NGC604, dans M33, a permis d'étudier l'influence de l'étendue de la source sur le profil des raies d'absorption, la contamination par les raies stellaires, la structure d'ionisation, etc... Les résultats finaux montrent que N, O et Ar sont déficients dans le gaz neutre tandis que Fe est le même dans les phases ionisée et neutre. En parallèle, la méthode d'ajustement des profils dans le cas d'une cible étendue a pu être éprouvée, et des prédictions sur les densités de colonne utilisant les raies les plus faibles ont été effectuées. Il semble clair que la présence de composantes non résolues et saturées est un problème majeur particulièrement délicat à éviter. Dans NGC604, il apparaît ainsi que les densités de colonne bien déterminées sont celles de Ar I, P II et Fe II. Or, l'abondance Fe/H est similaire dans les phases neutre et ionisée, tandis que le faible rapport Ar I/H I pourrait être dû à des effets d'ionisation. Malheureusement, l'abondance du phosphore dans le gaz ionisé n'est pas connue. En conclusion, les nouvelles études menées avec *FUSE* permettent de soulever des questions essentielles pour la compréhension de spectres intégrés vers des cibles extragalactiques. Comme nous le suggérons dans le rapport, des méthodes dédiées peuvent être établies pour les futures observations du gaz neutre, afin d'identifier et éviter les erreurs systématiques.

Remerciements

Comment ne pas remercier Daniel Kunth pour m'avoir épaulé pendant cette thèse dont j'ai apprécié le sujet fascinant. Le Milieu Interstellaire est certes incroyablement compliqué, mais heureusement ô combien intéressant également ! Merci de m'avoir permis de construire ma propre pensée et mon opinion sur le travail effectué et les perspectives qui en découlaient. J'ai grandement aimé l'équilibre entre serrer les boulons et laisser quelques libertés.

J'aimerais également remercier "the fiouze team", grâce à qui j'ai pu me sentir à l'aise dès la première journée, et qui ont tout simplement également rendu ce travail possible. Disponibilité, bonne ambiance, efficacité, je ne suis pas sûr de retrouver une telle équipe quelque part. Merci donc à Alain pour ses avis éclairés sur mes questions justement souvent peu claires, à Guillaume dont j'ai aimé la simplicité des réponses et sa disponibilité, à Jean-Michel alias le roi de la database, régleur de problème et bon ami aussi, à Roger et Alfred pour avoir su insufflé chez moi un peu de sagesse et d'expérience, sans oublier Martial et David, les collègues thésards fiouze.

Merci aux chercheurs qui m'ont aiguillé et aidé dans ma quête pour comprendre ce Milieu Interstellaire insaisissable... en particulier James Lequeux à Paris auprès de qui j'aurais encore eu tant à apprendre, et Alessandra Aloisi à Baltimore.

J'en viens aux mercis un peu plus personnels, qui me touchent beaucoup. Merci donc à ma môman pour toujours croire aveuglément en moi (quand je n'y croyais pourtant plus moi-même...). A ma sœurette pour être toujours là quand j'en ai besoin.

Je n'oublierai pas non plus mes amis de l'IAP, à commencer par la mafia italienne, alias Sara et Elisabetta, qui ont rendu l'IAP certainement plus vivant. A Samaya grâce à qui j'ai maintenant une meilleure image de l'Angleterre ! John enfin, qui devra m'expliquer son nouveau travail de post-doc alors que je n'ai toujours pas compris le sujet de sa thèse...

Enfin merci à "mes amis du DEA", grâce à qui ces années de thèse sont passées très, trop vite. Merci donc à Vincent (l'accent chantant de Paris !), Nicolas (merci ptite *****), Pierre-Emmanuel (merci mon père), Patrick (vivent les ktas), et puis bien sur à ma grande amie Estelle sans qui je n'aurais sûrement pas passé des années aussi exceptionnelles.

Annexe A

Études *FUSE* de la galaxie bleue compacte IZw18

A.1 Article publié AA/2004/4565

L'article suivant concerne l'étude du gaz neutre dans la galaxie naine IZw18. En analysant les espèces métalliques observées en absorption, il apparaît que O I/H I est similaire à l'abondance O/H dans le gaz ionisé des régions H II. D'autre part, il semble que le rapport N I/O I soit plus faible que N/H dans la phase ionisée, ce qui pourrait être dû à l'ionisation de N I. Enfin, Ar I/H I est plus petit que l'abondance Ar/H dans le gaz ionisé et suggère fortement que l'argon est ionisé en Ar II dans le gaz neutre.

A&A 413, 131–137 (2004)
DOI: 10.1051/0004-6361:20031518
© ESO 2003

Astronomy & Astrophysics

FUSE observations of the H I interstellar gas of I Zw 18

A. Lecavelier des Etangs[1], J.-M. Désert[1], D. Kunth[1], A. Vidal-Madjar[1], G. Callejo[1,2], R. Ferlet[1], G. Hébrard[1], and V. Lebouteiller[1]

[1] Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis Bld Arago, 75014 Paris, France
[2] LERMA, Observatoire de Paris – Section de Meudon, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

Received 28 May 2003 / Accepted 20 September 2003

Abstract. We present the analysis of *FUSE* observations of the metal-deficient dwarf galaxy I Zw 18. We measured column densities of H I, N I, O I, Ar I, Si II, and Fe II. The O I/H I ratio (log(O I/H I) = $-4.7^{+0.8}_{-0.6}$) is consistent with the O/H ratio observed in the H II regions (all uncertainties are 2-σ). If the oxygen is depleted in the H I region compared to the H II regions, the depletion is at most 0.5 dex. This is also consistent with the log(O/H) ratios ~-5 measured with *FUSE* in the H I regions of other blue compact dwarf galaxies. With log(N I/O I) = $-2.4^{+0.6}_{-0.8}$, the measured N I/O I ratio is lower than expected for primary nitrogen. The determination of the N II column density is needed to discriminate between a large ionization of N I or a possible nitrogen deficiency. The neutral argon is also apparently underabundant, indicating that ionization into Ar II is likely important. The column densities of the other α-chain elements Si II and Ar I favor the lower edge of the permitted range of O I column density, log($N_{\mathrm{cm}^{-2}}$(O I)) $\sim$ 16.3.

Key words. line: profiles – galaxies: abundances – galaxies: dwarf – galaxies: ISM – galaxies: individual: I Zw 18 – ultraviolet: galaxies

1. Introduction

I Zw 18 (Mrk 116) is a blue compact dwarf galaxy with the smallest known abundance of heavy elements as measured from nebular emission lines. The observed emission lines originate from a pair of bright H II regions in which a strong burst of star formation is taking place. In these H II regions, the oxygen abundance is measured to be only $\sim$1/50 the solar value (Izotov et al. 1999). The interstellar gas ionized by recently formed massive stars is surrounded by an envelope of neutral hydrogen (H I). This envelope has been extensively observed through 21cm radio maps which give a total mass of $M_{\mathrm{HI}} \sim 5\times10^7\ M_\odot$ (Lequeux & Viallefond 1980; Viallefond et al. 1987; van Zee et al. 1998).

The composition of this H I gas has been debated. For instance, it had been suggested that it may be a significant reservoir of molecular hydrogen representing a significant fraction of the dark matter (Lequeux & Viallefond 1980). In fact, early *FUSE* (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer; Moos et al. 2000) observations proved that diffuse molecular hydrogen is very scarce with a column density ratio $N_{\mathrm{H}_2}/N_{\mathrm{HI}} < 10^{-6}$ (Vidal-Madjar et al. 2000).

Also there is a disagreement about the metallicity of the neutral gas. Kunth & Sargent (1986) postulated the importance of the "self-pollution" of heavy elements in the H II regions by the present star burst. They suggested that the neutral gas might be more primordial than the H II regions and close to zero metallicity, providing thus a new interesting site to determine the primordial abundances of key elements like deuterium and helium (Kunth et al. 1995). HST has been used to test this hypothesis through the observation of the O I line at 1302 Å. O I is indeed one of the major tracer of the metallicity. The ionization potential of O I is very close to that of H I and the charge exchange between O II and H I is very efficient. Hence the coupling of the oxygen and hydrogen ionization fractions is very strong. In the neutral gas, the O I/H I ratio can therefore be considered as a very good proxy for the O/H ratio and hence for the metallicity.

Unfortunately the O I line at 1302 Å has a very strong oscillator strength ($f_{1302} = 51.9\times10^{-3}$). With an intrinsic line width of $b \sim 18$ km s^{-1} in the case of I Zw 18, and for the metallicity of the ionized gas $Z_{\mathrm{HII\ IZw18}} \sim 1/50\ Z_\odot$, this O I line is strongly saturated already at $N_{\mathrm{HI}} \gtrsim 2\times10^{20}$ cm^{-2}, while the observed N_{HI} is $\geq 2\times10^{21}$ cm^{-2}. As a result, despite deep HST observations, the oxygen abundance is still an open question (Kunth et al. 1994; Pettini et al. 1995). Using also the O I line at 1302 Å, Thuan et al. (1997) claimed that the H I envelope of the dwarf galaxy SBS 0335-052 was extremely metal deficient with an O I/H I ratio $\lesssim 3\times10^{-7}$. However in that same galaxy the O I/H I ratio was subsequently found to be much higher using *FUSE* observations of O I lines at shorter wavelengths and with smaller oscillator strengths (Lecavelier des Etangs et al. 2002;

Send offprint requests to: A. Lecavelier des Etangs,
e-mail: lecaveli@iap.fr

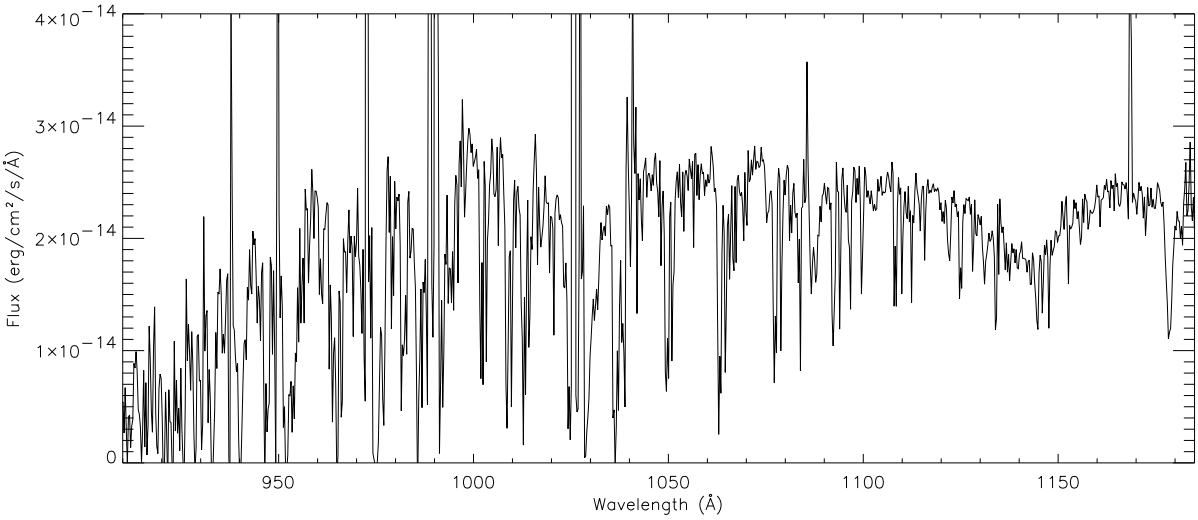


Fig. 1. Plot of the full *FUSE* spectrum of I Zw 18. It is obtained through the addition of all the channels, rebinned by 0.3 Å. In addition to the Earth airglow emission lines and an artifact dip around 1145 Å, many absorption lines from the Milky Way and I Zw 18 are clearly visible. For instance, even at this low resolution, we can see the H I Lyman β, γ, δ, and ϵ lines from I Zw 18 at 1030, 975, 952, and 940 Å, respectively.

Thuan et al. 2003). In fact, the hypothesis of an O I line at 1302 Å unsaturated was simply erroneous.

It is clear that the far-UV is unique for offering a large collection of lines of different elements with a wide range of oscillator strengths. We therefore observed I Zw 18 with *FUSE* to determine the abundances of various species, and constrain the metallicity and the history of elements in one of the most extreme blue compact dwarf galaxy.

In Sect. 2 we describe the observations. In Sect. 3 we present the analysis of the absorption lines against the stellar continuum from the blue massive stellar clusters. Results are presented in Sect. 4 and discussed in Sect. 5. A comparison with *FUSE* observations of other metal-deficient dwarf galaxies will be part of a forthcoming paper (Lebouteiller et al. 2003).

2. Observation

I Zw 18 was observed with *FUSE* (900–1200 Å, see Moos et al. 2000) and Sahnow et al. 2000) through the LWRS aperture (30″ × 30″) for a total of 31 650 s on November 27, 1999 (Program P1980102) and 63 450 s on February 11, 2002 (Program P1080901). During the early observations of November, 1999 (Vidal-Madjar et al. 2000), the *SiC* channels acquisition failed and the resulting spectrum was limited to wavelengths longward of about 1000 Å. Therefore, the *SiC* wavelength range (∼900–1000 Å) was only exposed for 63 450 s. The data have been reprocessed with the version 2.0.1 of the `CALFUSE` pipeline. The output of the pipeline is a total of 38 sub-exposures which have been aligned and co-added, resulting in a set of four independent spectra, one for each *FUSE* channel (two *LiF* spectra and two *SiC* spectra).

Many absorption lines are clearly detected (Fig. 1). For a given element, they consist of three main absorbing components at heliocentric radial velocities: −160 km s^{-1}, ∼0 km s^{-1}, and 750 km s^{-1} (Vidal-Madjar et al. 2000). These can easily be identified respectively with a known Galactic high velocity cloud at −160 km s^{-1}, the interstellar medium of the Milky Way at low radial velocity, and I Zw 18 itself at 750 km s^{-1} corresponding to a Doppler shift of about $\Delta\lambda \sim$ 2.5 Å at 1000 Å. The high velocity cloud is detected in H I, C II, N I, O I, Fe II, and Fe III lines. The Galactic clouds appear in C I, C I*, C II, C III, N I, O I, Si II, Ar I, Fe II, Fe III, and also in molecular hydrogen (H_2). H_2 lines are detected up to the $J = 5$ level. These electronic transitions of H_2 only show up in the Galactic medium. Finally I Zw 18 absorption is detected in H I, C II, C III, N I, O I, S III, Ar I, Si II, Fe II, and Fe III.

In addition to these three main components, O VI lines are detected around 1032 Å and 1037 Å. They correspond to coronal gas with radial velocities between −125 km s^{-1} and +110 km s^{-1}, originating in the Galactic halo (Savage et al. 2003; Sembach et al. 2003; Wakker et al. 2003). As already shown by Vidal-Madjar et al. (2000), no line from H_2 is observed at the radial velocity of I Zw 18. This absence of diffuse molecular hydrogen is also observed in the blue compact dwarf Mrk 59 (Thuan et al. 2002) and is well explained by the low abundance of dust grains, the high ultraviolet flux, and the low density of the H I gas.

3. Method

Column densities have been calculated through profile fitting using the `Owens` procedure developed by Martin Lemoine and the *FUSE* French team. This code returns the most likely values of many free parameters like the Doppler widths and column densities through a χ^2 minimization of the difference between the observed and computed profiles. The latest version of this code is particularly suited to the characteristics of *FUSE*

Table 1. Column densities measured in the *FUSE* spectrum of I Zw 18.

Species	$\log_{10}(N_{\mathrm{cm}^{-2}})$	2-σ error bars
H I	21.30	$^{+0.10}_{-0.10}$
N I	14.22	$^{+0.14}_{-0.17}$
O I	16.60	$^{+0.80}_{-0.55}$
Ar I	13.45	$^{+0.20}_{-0.25}$
Si II	14.80	$^{+0.25}_{-0.25}$
Fe II	14.60	$^{+0.12}_{-0.10}$

spectra. For example, it allows for a variation of the background level, for an adjustable line spread function as a function of the wavelength domain, and for shifts in wavelength scale. These are taken as free parameters which depend on the wavelength region and are determined by the χ^2 minimization. Special attention was paid to the background residual which is not negligible for this faint target. It is found to lie between -6 and $+4 \times 10^{-15}$ erg cm^{-2} s^{-1} Å^{-1}. The line spread function is mainly constrained by the unresolved Galactic H_2 absorption lines. The resolving power is found to be about $R = \Delta\lambda/\lambda \approx 10\,000$, corresponding to the size of the extended object within the spectroscope slit (Vidal-Madjar et al. 2000).

Values of column densities are given in Table 1 (althrough the paper, error bars are 2-σ). The error bars are estimated by the classical method of the $\Delta\chi^2$ increase of the χ^2 of the fit; see Hébrard et al. (2002) for a full discussion of the fitting method and error estimation with the `Owens` code. These error bars include the uncertainties in the continuum, intrinsic line widths (b), and the instrumental line spread function. It has to be noted that the use of different lines with different oscillator strengths of the same species allows us to constrain all these quantities. In particular, fits of saturated lines constrain the line widths; the instrumental line spread function is mainly constrained through the saturated and very narrow lines from H_2 in the Milky Way. The final results are obtained from a simultaneous self-consistent fit to all the data. We obtain $b_{\mathrm{IZw18}} = 17.3 \pm 5.0$ km s^{-1} (2-σ) for the width of the lines at the I Zw 18 systemic velocity $v_{\mathrm{IZw18}} = 750$ km s^{-1}. This is consistent with 21 cm observations (van Zee et al. 1998), which also show that most of the observed line width can be attributed to the velocity gradient of the neutral gas in front of the UV-bright stars.

4. Results

4.1. Column densities

4.1.1. H I

The H I column density in I Zw 18 is derived from all the available lines of the Lyman series. We avoided the blue wing of the Lyman β line and the Lyman γ line, both contaminated by the terrestrial airglow. We fitted the H I Lyman series including the blue wing of the Lyman β line, the Lyman δ, ϵ, ζ, and η lines. Note that the resulting H I column density is mainly constrained by the Lyman β line. We find $N(\mathrm{H\,I}) \approx (2.0 \pm 0.5)\times 10^{21}$ cm^{-2} (2-σ uncertainties). This value is consistent with $N(\mathrm{H\,I}) \approx 2.1\times 10^{21}$ cm^{-2} found by Vidal-Madjar et al. (2000) from the early *FUSE* observations. It is also comparable to $N(\mathrm{H\,I}) \approx 3.5 \times 10^{21}$ cm^{-2} obtained from *HST/GHRS* observations (Kunth et al. 1994) and to the peak column density of 3.0×10^{21} cm^{-2} of the H I 21 cm observations (van Zee et al. 1998). However with the very different size of the *GHRS* aperture and the VLA synthesized beam, these last values could have been more different, as is the case for the higher column density of about 2×10^{22} cm^{-2} found with the smaller aperture of *HST/STIS* (Brown et al. 2002).

By comparison with H I 21 cm maps, the measured H I column density gives a clue to the location of the absorber. H I column densities of the order of 10^{21} cm^{-2} correspond to the central part of I Zw 18. Such high column densities can be found only within the optical extent of the galaxy. The absorber is thus likely located in the very central part of the galaxy, close to the UV-bright stars and their associated H II regions.

4.1.2. C II and N II

The only strong C II line in the *FUSE* wavelength range is the line at $\lambda_0 = 1036.3$ Å. Unfortunately, at the I Zw 18 redshift this line is partially blended with an O I airglow emission. It is therefore difficult to obtain a meaningful estimate of the C II column density.

At the redshift of I Zw 18, the N II lines from the ground and excited levels around 1084 Å fall in the *FUSE* detector gap. These lines are only detected at the upper edges of the *SiC* detectors, which are inefficient at these wavelengths. N II column densities cannot be estimated using the present *FUSE* observations.

4.1.3. C III, S III, and Fe III

Absorption lines from highly ionized species are also detected at the I Zw 18 redshift: C III ($\lambda_0 = 977.0$ Å), S III ($\lambda_0 = 1012.5$ Å), and Fe III ($\lambda_0 = 1122.5$ Å). The S III line is blended with Galactic H_2, while the Fe III line is bracketed between Fe II lines from I Zw 18 and from the Milky Way. The C III line is clean and at a slightly different redshift of about 720 km s^{-1} at 979.36 Å (Fig. 2). Voigt profiles give the following column densities: $N(\mathrm{C\,III}) \approx 4 \times 10^{13}$ cm^{-2}, $N(\mathrm{S\,III}) \approx 1 \times 10^{14}$ cm^{-2}, and $N(\mathrm{Fe\,III}) \approx 3 \times 10^{14}$ cm^{-2}.

However, we cannot exclude a blend of those lines with stellar lines. In effect, we find a large intrinsic width for the Fe III line: $b_{\mathrm{FeIII}} \gtrsim 90$ km s^{-1}. Consequently, the derived column densities must be considered as upper limits to the true values.

4.1.4. O I

O I is a tracer of the metallicity. The present new *FUSE* data provides the unprecedented opportunity to shed light on a possible metallicity difference between the ionized and the neutral

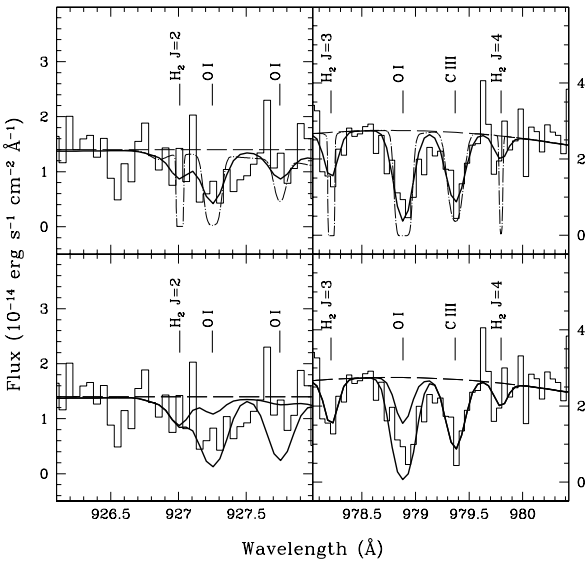


Fig. 2. Sample of O I lines detected at the redshift of I Zw 18 (750 km s^{-1}). The H_2 lines are from the Milky Way. The C III line is at a redshift of 720 km s^{-1}. The histogram shows the data. The upper panels show the final fit (thick line) together with the theoretical spectrum before convolution with the instrumental line spread function (thin dot-dashed line). The O I line at 927.7 Å is not saturated, the line at 927.2 Å is barely saturated, while the one at 978.9 Å is saturated. The bottom panels show the same data with the theoretical profiles using an O I column density reduced and increased by a factor of 10 (i.e. log N(OI) = 15.6 and 17.6, respectively). Such column densities are clearly excluded. With log N(OI) = 15.6, the line at 927.2 Å would not be detectable, and the line at 978.9 Å would be much fainter than observed. With log N(OI) = 17.6, the line at 927.7 Å would be much deeper than observed.

Table 2. Oscillator strengths of a sample of useful N I and O I lines.

	λ_0 (Å)	λ_{obs} (Å)	f	Comment
N I	953.42	955.8	1.32×10^{-2}	not detected
N I	953.65	956.0	2.50×10^{-2}	”
N I	953.92	956.3	3.48×10^{-2}	faint detection
N I	954.10	956.5	0.68×10^{-2}	not detected
N I	963.99	966.4	1.48×10^{-2}	not detected
N I	964.63	967.0	0.94×10^{-2}	”
N I	965.04	967.4	0.40×10^{-2}	”
N I	1134.17	1137.0	1.52×10^{-2}	not detected
N I	1134.41	1137.2	2.97×10^{-2}	detected, not saturated
N I	1134.98	1137.8	4.35×10^{-2}	”
O I	924.95	927.2	1.59×10^{-3}	detected, slightly saturated
O I	925.44	927.7	0.35×10^{-3}	not detected
O I	976.45	978.9	3.31×10^{-3}	detected, saturated
O I	1039.23	1041.8	9.20×10^{-3}	strongly saturated + airglow
O I	1302.17	1305.4	51.9×10^{-3}	strongly saturated (*HST* observations)

gas. Therefore the fitting of the O I lines has been performed with great care. Many of the O I lines are blended either with Galactic H I lines (O I lines at rest-wavelengths λ_0 = 916.8 Å, 918.0 Å, 930.2 Å, and 937.8 Å) or with Galactic H_2 lines (lines at λ_0 = 921.9 Å, 929.5 Å, 936.6 Å, 971.7 Å, and 988.7 Å) or with Galactic N I (λ_0 = 950.9 Å), or with the I Zw 18 H I Lyman δ line (λ_0 = 948.7 Å). The O I line at λ_0 = 1039 Å is strongly saturated and contaminated by a terrestrial airglow line, it is thus of no use for the column density determination. Finally we end up with the detection of three useful O I lines (λ_0 = 924.95 Å, 925.44 Å and 976.45 Å, see Table 2). We find $\log(N_{\rm cm^{-2}}({\rm O\,I})) = 16.6^{+0.8}_{-0.55}$ (2-σ uncertainties, Fig. 2).

As a check, we also derived the O I column density by using the line at 1302 Å observed with the *GHRS* spectrograph and the *LSA* aperture of the *HST* on April 22, 1992. Individual *GHRS* “FP-split” exposures have been aligned by cross-correlation and co-added. The profile fitting has been done simultaneously for the *HST* and *FUSE* O I lines (see Table 2). Here, only the O I lines have been used to constrain the absorbing cloud parameters like the intrinsic line width b which is taken as a free parameter. We found $\log(N_{\rm cm^{-2}}({\rm O\,I})) = 16.7^{+0.6}_{-0.7}$, which is consistent with the value derived from *FUSE* data alone (Table 1). However, to be conservative, as the λ_0 = 1302 Å line is strongly saturated and the *GHRS* aperture is very different from the *FUSE* aperture, we will adopt the value obtained with *FUSE* alone for further discussion.

4.1.5. N I

Lines of the N I triplet at 1134 Å are easily detected (Fig. 3). It is clear from the plot that the equivalent widths of the lines nicely follow the oscillator strengths (Table 2), indicating that these lines are not saturated. The simultaneous fit of these lines and other multiplets (at $\lambda_0 \approx$ 953 Å and $\lambda_0 \approx$ 964 Å) gives an accurate estimate of the N I column density: N(N I) = $(1.7 \pm 0.6) \times 10^{14}$ cm^{-2} (2-σ).

4.1.6. Ar I, Si II, and Fe II

Two Ar I lines are present in the *FUSE* wavelength range. The one at λ_0 = 1066 Å is barely detected, while the strongest one at λ_0 = 1048 Å (4-time larger oscillator strength), is clearly detected but blended with a Galactic H_2 (J = 1) line (see Fig. 1 in Vidal-Madjar et al. 2000). Fortunately this Galactic H_2 (J = 1) is also detected in many other Lyman and Werner bands. Thanks to the `Owens` code, from a simultaneous fit to the complete set of data including all the H_2

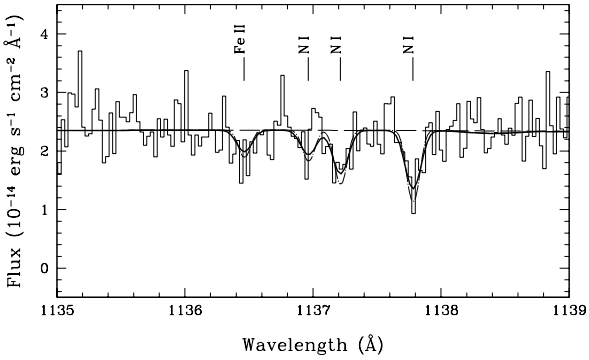


Fig. 3. Plot of the N I 1134 Å triplet in I Zw 18. The thick line is the fit to the data (histogram). The equivalent widths of the observed lines are proportional to their oscillator strengths, indicating these lines are not saturated. The mean column density of the gas is thus well constrained, even in the case of multiple lines of sight toward many bright stars (see Sect. 4.2).

and Ar I lines, we can estimate the argon column density to be $N(\mathrm{Ar\,I}) = 2.8^{+1.7}_{-1.2} \times 10^{13}$ cm^{-2}. These error bars include the uncertainties in the H_2 ($J = 1$) column density and in the instrumental profile. Consequently, they include also the uncertainties in the perturbation introduced by the blend with the H_2 line.

The Si II column density is derived from the strong line at $\lambda_0 = 989.9$ Å, and the line at $\lambda_0 = 1020.7$ Å which is also blended with a Galactic H_2 line (see Fig. 1 in Vidal-Madjar et al. 2000). We find $N(\mathrm{Si\,II}) = 6.3^{+4.9}_{-2.8} \times 10^{14}$ cm^{-2}.

The Fe II column density towards the UV bright stars of I Zw 18 is well constrained by a large set of Fe II lines that span a large range of oscillator strengths. From the simultaneous fit of all these lines we find $N(\mathrm{Fe\,II}) = 4.0^{+1.3}_{-0.8} \times 10^{14}$ cm^{-2}.

4.2. Multiple lines of sight

The analysis of absorption lines from galaxies raises a specific problem. The observed spectrum is the sum of the fluxes coming from thousands of hot stars through different absorbers with varying column densities and radial velocities.

For instance, the O I line at $\lambda_0 = 1039.23$ Å observed toward Mrk 59 is clearly larger than the line spread function and has a squared shape with a maximum absorption of about 25% (see Fig. 6 in Thuan et al. 2002). To fit that line, Thuan et al. (2002) added multiple profiles with radial velocities distributed over 100 km s^{-1} each having $b = 7$ km s^{-1}. However, such a particular velocity structure is not needed for I Zw 18. In effect, a careful inspection of the saturated O I line at $\lambda_{\mathrm{obs}} = 978.9$ Å shows that it goes almost to the zero level and that its width is not much larger than the width of the line before convolution with the instrumental profile (Fig. 2). All that indicates that the dispersion of the radial velocities of the individual clouds in the multiple lines of sight is not significantly larger than the intrinsic line width. The H I Lyman lines also shows that a special profile fitting procedure taking the multiple lines of sight into account is not needed for I Zw 18. Single Voigt profiles are sufficient to explain the lines structures. Thus the derived column densities for I Zw 18 are barely affected by the assumption of a single absorbing cloud in a single line of sight.

In addition, in the case of different lines of sight with similar column densities and intrinsic line widths but different radial velocities, the absorption profiles are well reproduced with single profiles convolved with a larger line spread function. All the lines observed towards I Zw 18, coming from I Zw 18, the Milky Way or the high velocity cloud at −160 km s^{-1}, can be fitted with the same instrumental line spread function. This reinforces the belief that the dispersion of the physical properties of the individual clouds in the different lines of sight toward I Zw 18 is limited.

Finally, for unsaturated lines like those of N I (Fig. 3), column densities obtained from a single Voigt profile are not affected by the complexity of the line of sight. For saturated lines like those of O I, a single Voigt profile can underestimate the saturation and thus column densities (see Thuan et al. 2002). However, in the case of O I, a larger column density would result in an O/H ratio larger in the H I gas than in the H II regions; this seems unlikely (see Sect. 5).

5. Discussion

5.1. The O/H ratio and the metallicity of the H I gas in I Zw 18

A main issue which can be addressed by the present observation is the comparison of the O/H ratio between the H I and the H II regions. We find $\log(\mathrm{O\,I/H\,I}) = -4.7^{+0.8}_{-0.6}$ (2-σ), in agreement with the O/H ratio measured in the H II region: $\log(\mathrm{O/H})_{\mathrm{HII}} = -4.83 \pm 0.03$ (Izotov et al. 1999). If the H I gas is more metal-deficient than the H II regions, the difference is at most 0.5 dex (at 2 σ).

From the analysis of the same *FUSE* data, Aloisi et al. (2003a, 2003b) found a significantly different value of the O I/H I ratio: $\log(\mathrm{O\,I/H\,I}) = -5.4 \pm 0.3$. if true, this would indicate that the H I gas is more metal-deficient than the H II regions. However their O I column density ($\log(N_{\mathrm{cm^{-2}}}(\mathrm{O\,I})) = 15.98 \pm 0.26$) is slightly below our 2-sigma limit. While this discrepancy is to be clarified, a likely source of a systematic error could be their use of the very saturated O I line at $\lambda_0 = 1039.23$ Å, which is contaminated by a terrestrial airglow.

Interestingly enough, O I/H I ratios similar to ours are found in two other blue compact dwarf galaxies: Mrk 59 ($\log(\mathrm{O\,I/H\,I}) = -5.0 \pm 0.3$ while $\log(\mathrm{O/H})_{\mathrm{HII}} = -4.011 \pm 0.003$, Thuan et al. 2002), and SBS 0035-052 ($\log(\mathrm{O\,I/H\,I}) = -5.0 \pm 1.1$ with $\log(\mathrm{O/H})_{\mathrm{HII}} = -4.70$). This may suggest that the metallicity of the surrounding neutral envelope of these blue galaxies is not related to the metallicity of the H II regions, which could have been self-enriched in metals by current or previous star formation bursts. However this may be coincidental; the error bars are large and Mrk 59 is up to now the only case for which a significant difference between the H I and H II regions has been found.

5.2. N/O ratio

The measured N I column density gives log(N I/O I) = $-2.4^{+0.6}_{-0.8}$ (2-σ), which is not consistent with a N/O ratio of about −1.5 expected at low metallicity for primary nitrogen. Even if some N I is ionized into N II, Jenkins et al. (2000) showed that the efficiency of photoionization arising from hot stars is at most 0.15 dex. Furthermore, nitrogen is only slightly depleted onto dust grains.

A possible explanation would be the ionization of N I by 40−80 eV photons arising from the recombinaison of He II, as suggested by Jenkins et al. (2000) in the case of the local interstellar medium. A similar nitrogen deficiency is also observed in about 40% of damped Lyman α systems which have apparently not yet reached the full primary nitrogen enrichment (Pettini et al. 2002). A possible explanation would be that the time delay for release of primary nitrogen is longer when metal abundances are lower (see Pettini et al. 2002 and references therein). Determination of N I and N II column densities in other blue compact dwarf galaxies is certainly needed to solve this puzzling low nitrogen content.

5.3. Ar/O ratio

Oxygen, silicon, and argon are α-chain elements produced by the same massive stars. As a consequence the Ar/O ratio is found almost constant in H II regions of blue compact dwarf galaxies (Thuan et al. 1995) or low surface-brightness dwarf galaxies (Van Zee et al. 1997) and close to the solar value: log(Ar I/O I) ≈ −2.3.

In the neutral gas of I Zw 18 we measured log(Ar I/O I)= $-3.15^{+0.6}_{-0.85}$, a priori lower than expected. Although the *statistical* uncertainty in the Ar/O ratio is dominated by the much larger errors on the oxygen column density, Levshakov et al. (2001) raised the possibility of *systematic* errors on argon due to the complexity of the lines of sight. They showed that the column densities of argon, silicon, and iron can be significantly underestimated with the assumption of a single Voigt profile. Assuming a priori that the argon abundance is the same in the H I and the H II regions, they found a larger argon column density due to the saturation the argon line at λ_0 = 1048 Å. However, these authors fitted only the line at λ_0 = 1048 Å; they did not fit the fainter line at λ_0 = 1066 Å. Even with the column density given by Levshakov et al. (2001) (log($N_{\mathrm{cm}^{-2}}$(Ar I)) ∼ 14.46), and a simple line of sight, this line at λ_0 = 1066 Å is not saturated. It appears difficult to have a complex line of sight which leads to an underestimation by a factor of 10 in the equivalent width of this line, and simultaneously an O I line which goes to almost zero at λ_{obs} = 978.9 Å (see Fig. 2 and Sect. 4.2).

A more likely explanation of the apparently low Ar I/O I ratio is a significant fraction of Ar I ionized into Ar II. This ionization is supposed to be responsible for the low Ar I/H I ratio measured in the local interstellar medium, lower than the cosmic value of Ar/H (Jenkins et al. 2000). In general, the argon is more strongly ionized than hydrogen because the cross section for the photoionization of Ar I is very high. Jenkins et al. (2000) showed that the deficiency in Ar I caused by the photoionization can be down to ∼−0.4 dex for a shielding against the ionization photons of N(H I) ∼ 10^{18} cm^{-2}.

Nonetheless, the large error bars on the oxygen column density could itself partially solve the issue of the apparent low Ar I/O I ratio.

As a summary, the Ar I/O I ratio provides two different clues. First, a hint towards a significant ionization of argon as observed in the local interstellar medium. Second, a hint of the favored oxygen column density within the measured 2-σ interval. For example a value around log($N_{\mathrm{cm}^{-2}}$(O I)) ∼ 16.3 would give log(Ar I/O I) ∼ −2.8 and log(Si II/O I) ∼ −1.5. The Ar I/O I ratio would be thus consistent with the standard value, with a partial ionization. The Si/O ratio would be the same as the value measured in the I Zw 18 H II region (Izotov et al. 1999).

6. Conclusion

We have measured column densities of H I, N I, O I, Ar I, Si II, Fe II in the neutral gas of I Zw 18. We obtain the following results:

1. The measured O I/H I ratio is consistent with the O/H ratio as observed in the H II regions. We find log(O I/H I) = $-4.7^{+0.85}_{-0.6}$ (2-σ) which is also consistent with the O/H ratios ∼−5 measured with *FUSE* in the H I regions of other blue compact galaxies. If the oxygen is depleted in the H I region compared to the H II regions, the depletion is at most 0.5 dex in I Zw 18.
2. The measured N I/O I ratio is log(N I/O I) = $-2.4^{+0.6}_{-0.8}$ (2-σ). This is lower than the value of −1.5 expected for the N/O ratio with primary nitrogen. The determination of the N II column density is needed to discriminate between an ionization of N I or a possible nitrogen deficiency.
3. The neutral argon is also apparently underabundant. A significant ionization into Ar II appears likely. The small error bars in the determination of Ar I and Si II column densities favor the lower values of the large error bars in the O I column density, around log ($N_{\mathrm{cm}^{-2}}$(O I)) ∼ 16.3.

Acknowledgements. This work has been done using the profile fitting procedure developed by M. Lemoine and the *FUSE* French Team. The data were obtained for the Guaranteed Time Team by the NASA-CNES-CSA *FUSE* mission operated by the Johns Hopkins University. Financial support for French participants has been provided by CNES. We warmly thank G. Östlin, J. Lequeux and J. M. Mas-Hesse for fruitful discussions. We thank the anonymous referee for helpful remarks.

References

Aloisi, A., Savaglio, S., Heckman, T. M., et al. 2003a, BAAS, 35
Aloisi, A., Savaglio, S., Heckman, T. M., et al. 2003b, ApJ, in press
Brown, T. M., Heap, S. R., Hubeny, I., Lanz, T., & Lindler, D. 2002, ApJ, 579, L75
Hébrard, G., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2002, ApJS, 140, 103
Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 1999, ApJ, 511, 639
Jenkins, E. B., Oegerle, W. R., Gry, C., et al. 2000, ApJ, 538, L81
Kunth, D., & Sargent, W. L. W. 1986, ApJ, 300, 496

Kunth, D., Lequeux, J., Sargent, W. L. W., & Viallefond, F. 1994, A&A, 282, 709
Kunth, D., Matteucci, F., & Marconi, G. 1995, A&A, 297, 634
Lebouteiller, V., Kunth, D., et al. 2003, A&A, in preparation
Lecavelier des Etangs, A., Thuan, T. X., & Izotov, Y. I. 2002, FUSE Science and Data Workshop, III, 59
Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., Hébrard, G., et al. 2002, ApJS, 140, 67
Lequeux, J., & Viallefond, F. 1980, A&A, 91, 269
Levshakov, S. A., Kegel, W. H., & Agafonova, I. I. 2001, A&A, 373, 836
Moos, H. W., Cash, W. C., Cowie, L. L., et al. 2000, ApJ, 538, L1
Pettini, M., Ellison, S. L., Bergeron, J., & Petitjean, P. 2002, A&A, 391, 21
Pettini, M., & Lipman, K. 1995, A&A, 297, L63
Sahnow, D. J., Moos, H. W., Ake, T. B., et al. 2000, ApJ, 538, L7
Savage, B. D., Sembach, K. R., Wakker, B. P., et al. 2003, ApJS, 146, 125
Sembach, K. R., Wakker, B. P., Savage, B. D., et al. 2003, ApJS, 146, 165
Thuan, T. X., Izotov, Y. I., & Lipovetsky, V. A. 1995, ApJ, 445, 108
Thuan, T. X., Izotov, Y. I., & Lipovetsky, V. A. 1997, ApJ, 477, 661
Thuan, T. X., Lecavelier des Etangs, A., & Izotov, Y. I. 2002, ApJ, 565, 941
Thuan, T. X., Lecavelier des Etangs, A., & Izotov, Y. I. 2003, ApJ, in preparation
van Zee, L., Haynes, M. P., & Salzer, J. J. 1997, AJ, 114, 2497
van Zee, L., Westpfahl, D., Haynes, M. P., & Salzer, J. J. 1998, AJ, 115, 1000
Viallefond, F., Lequeux, J., & Comte, G. 1987, in Starbursts and galaxy evolution, ed. T. X. Thuan, T. Montmerle, & J. Tran Thanh Van (Éditions Frontières), 139
Vidal-Madjar, A., Kunth, D., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2000, ApJ, 538, L77
Wakker, B. P., Savage, B. D., Sembach, K. R., et al. 2003, ApJS, 146, 1

Annexe B
Spectres *FUSE* de NGC604

B.1 Description des spectres

Dans cette annexe figurent les spectres *FUSE* de NGC604, pris à travers l'ouverture LWRS. Dans les figures qui suivent, l'histogramme représente les données, les traits fins indiquent les raies individuelles dont le profil a été calculé de manière à ce que l'ajustement total (trait épais) reproduise les données. Seules les principales raies sont identifiées. Les marques inclinées en trait épais correspondent aux raies de NGC604, et les marques droites en trait fin correspondent à notre Voie Lactée. Les raies indiquées "(LOSC)" appartiennent au nuage interstellaire sur la ligne de visée. Seules sont montrées les fenêtres spectrales pour lesquelles un ajustement des profils a été effectué. Un maximum de quatre canaux de détection sont disponibles pour certaines fenêtres, cependant, nous choisissons de montrer les deux canaux ayant le rapport signal-sur-bruit le meilleur.

L'ajustement du profil de la raie Lyβ est discuté séparément dans la partie 4.4. Les autres raies de la série de Lyman qui ne sont pas dans les spectres suivants n'ont pas servi à estimer la densité de colonne de H I.

B.2 Spectres de NGC604

FIG. B.1 – ∼ 923-929 **Å** - On peut remarquer dans cette fenêtre spectrale la présence de deux raies de O I, dont celle à 924.95 Å qui apparaît relativement faible. On identifie également la raie H I saturée Lyη. ∼ 929-935 **Å** - La raie saturée Lyζ et de nombreuses raies de H_2 de la Voie Lactée.

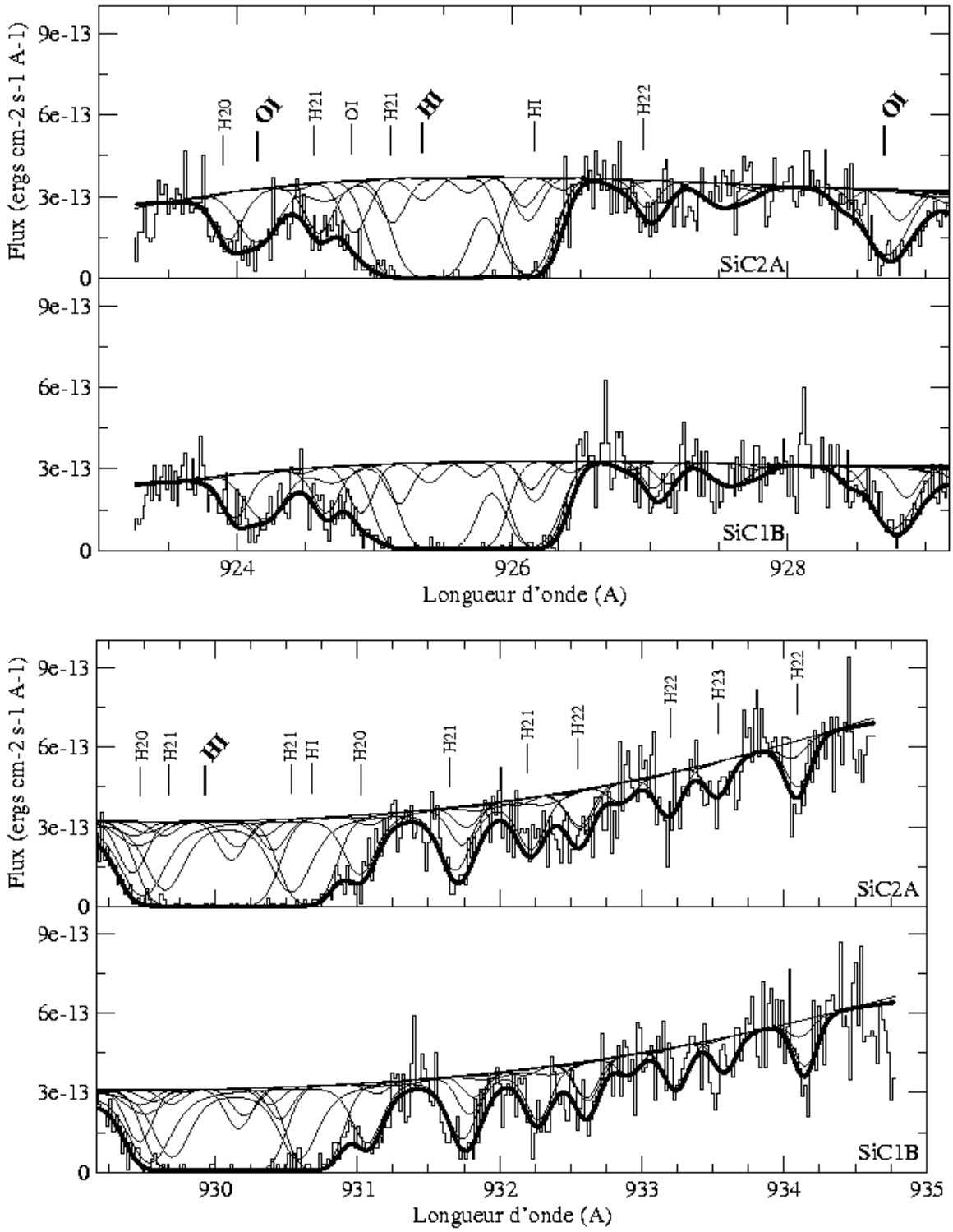


FIG. B.2 – ∼ 932-938 **Å** - On voit une forte raie de O I ainsi que la raie H I Lyϵ. ∼ 938-944 **Å** - Faible raie de Fe II utile pour contraindre la densité de colonne.

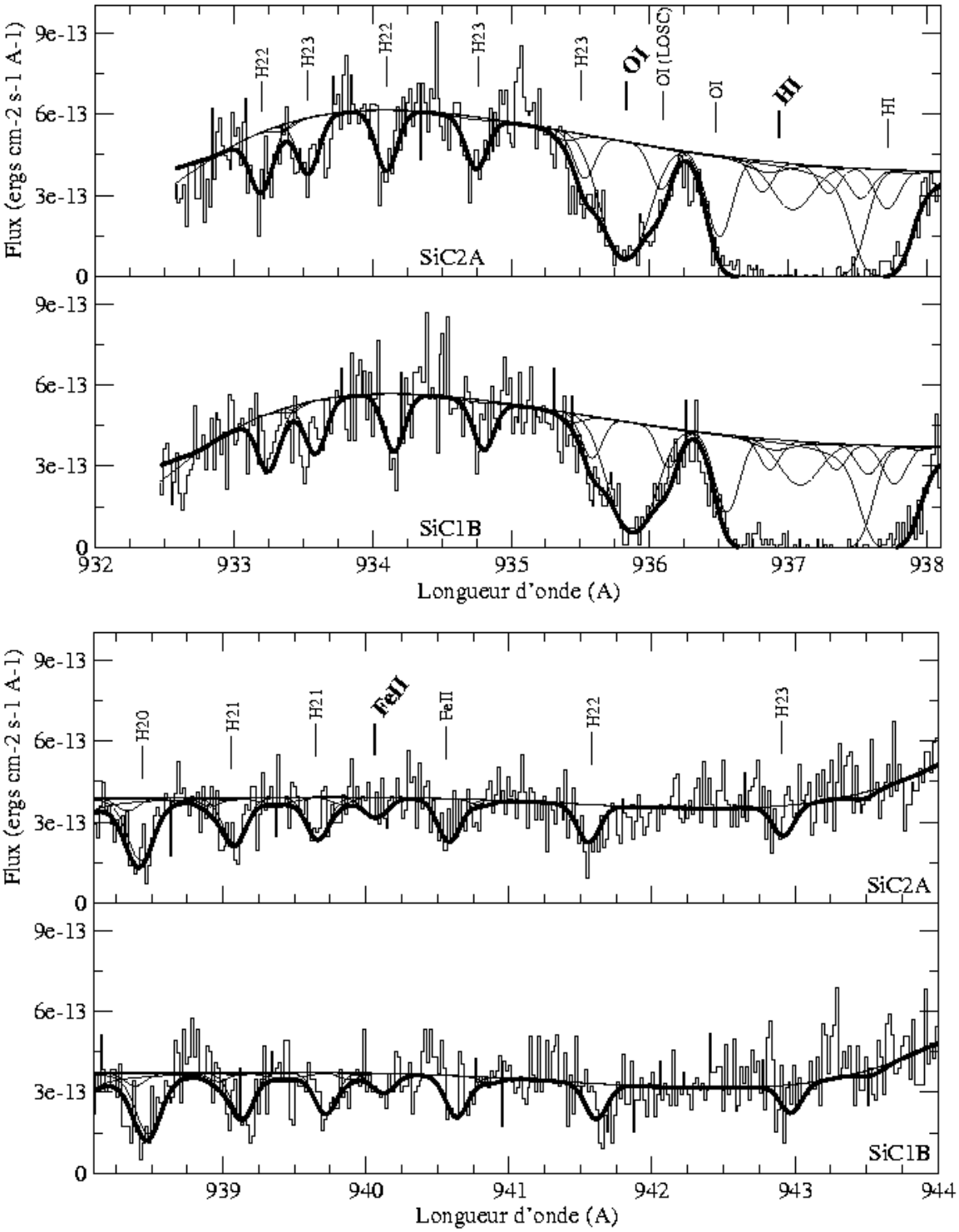


FIG. B.3 – ∼ 961-966 **Å** - On détecte une raie d'hydrogène moléculaire dans le niveau rotationnel $J = 0$ dans NGC604. De fortes raies de P II et de N I sont aussi visible. ∼ 966-970 **Å** - Raies de H_2 de notre Galaxie, principalement utilisées pour contraindre les profils des autres raies de H_2 qui sont mélangées avec des raies atomiques de NGC604.

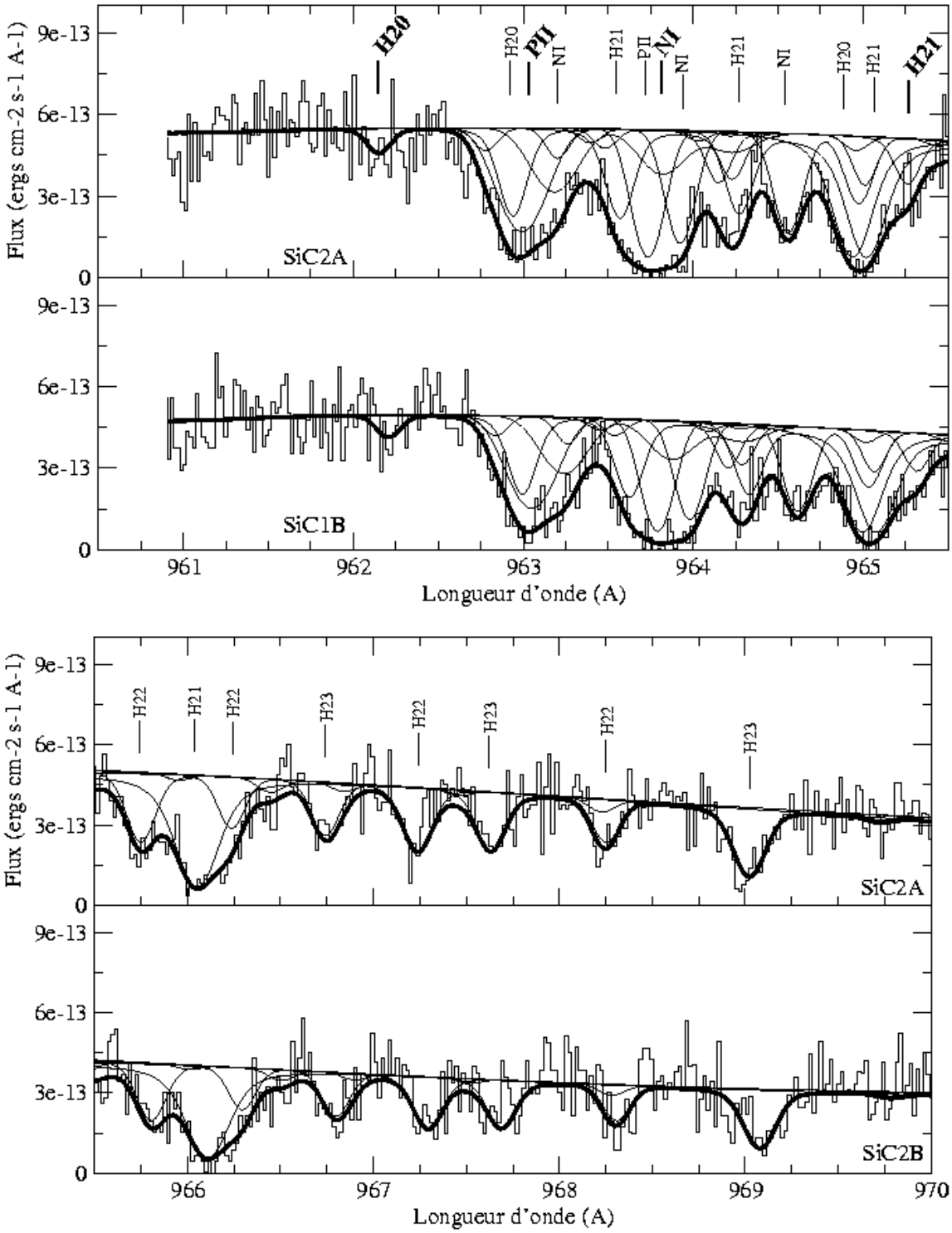


FIG. B.4 – ∼ 980-985 **Å** - Raies d'hydrogène moléculaire de notre Galaxie. ∼ 1000-1007 **Å** - Indices de présence de raies moléculaires dans NGC604 qui sont mélangées avec d'autres raies de la Voie Lactée.

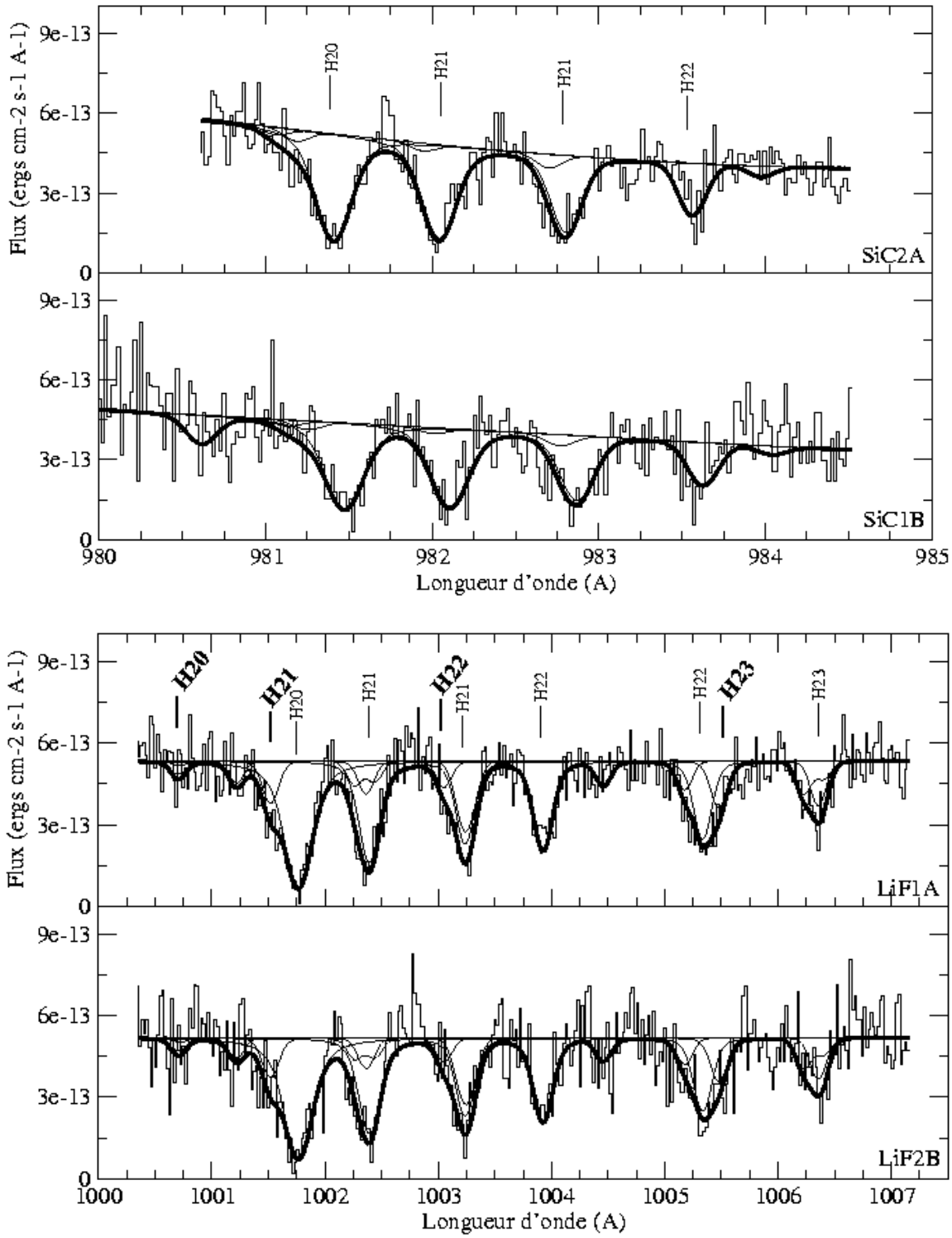
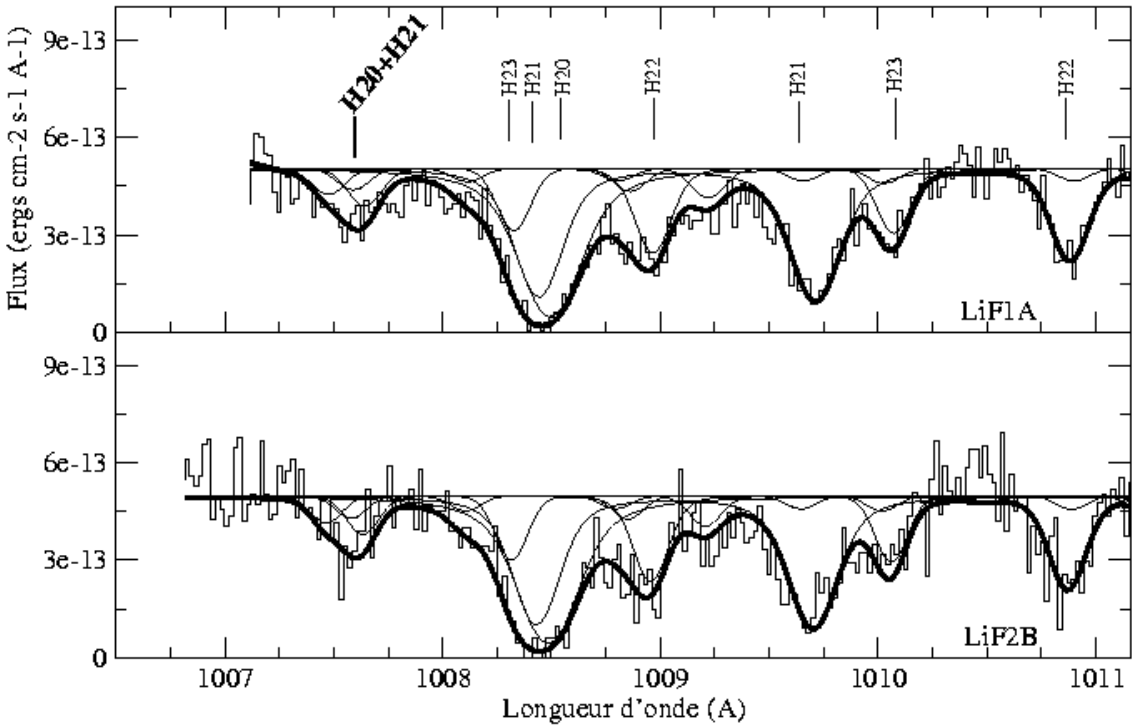


FIG. B.5 – ∼ 1007-1011 **Å** - Raies de H_2 dans NGC604. ∼ 1011-1016 **Å** - On détecte une forte raie de S III.



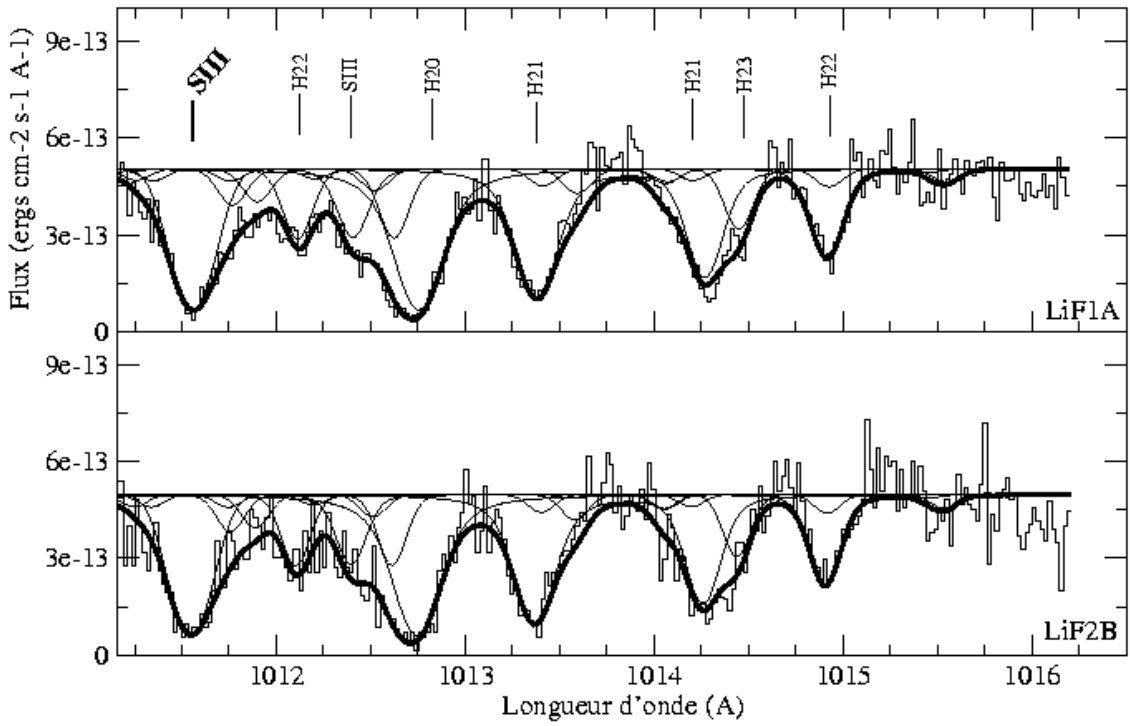


FIG. B.6 – $\sim$ 1015-1019 **Å** - Une raie de H_2 dans l'état $J = 3$ est à la limite de la détection. $\sim$ 1018-1022 **Å** - Seule raie de Si II disponible.

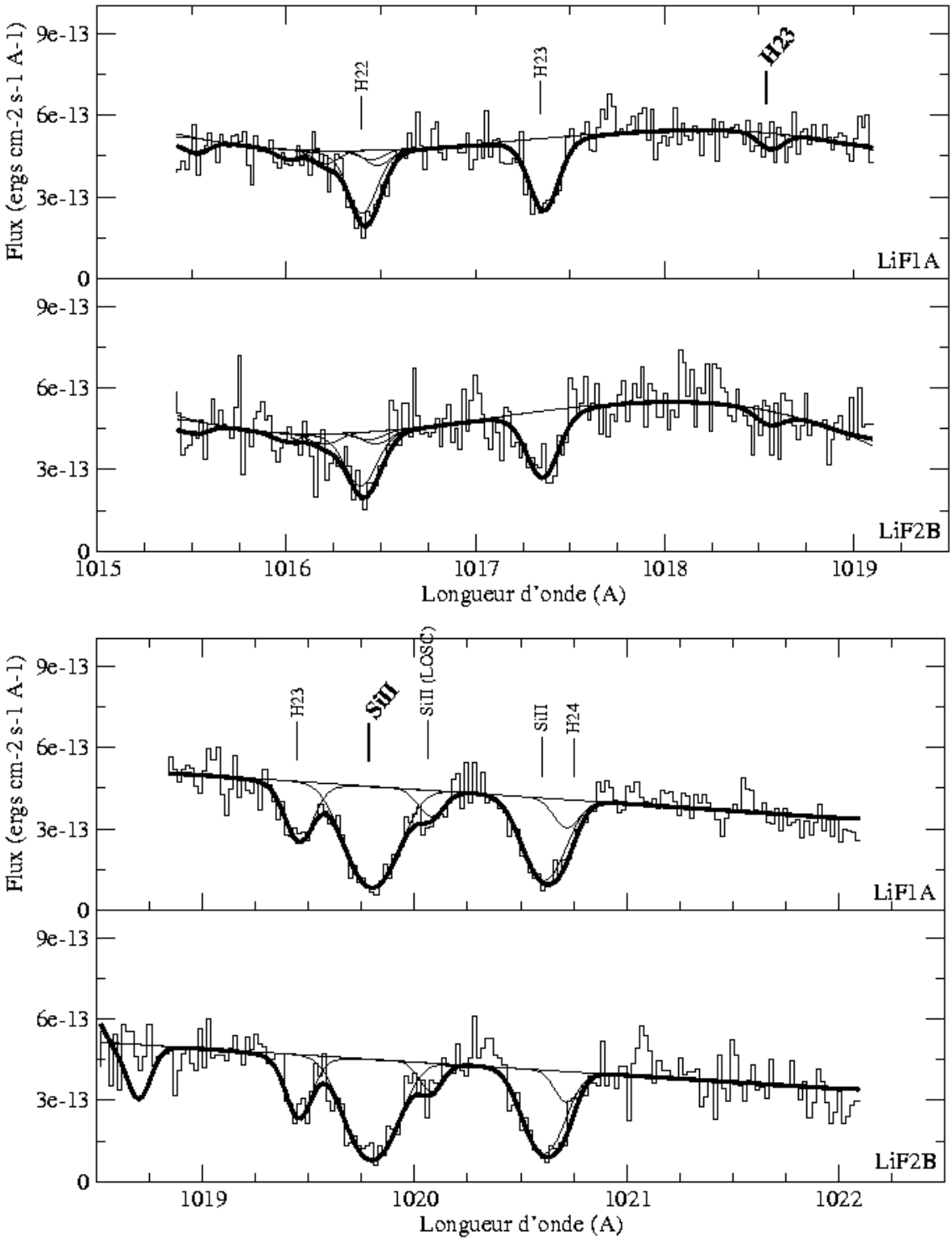


FIG. B.7 – ∼ 1030-1032 **Å** - Raie large de O VI venant du gaz chaud. ∼ 1032-1038 **Å** - La raie la plus forte est celle de C II.

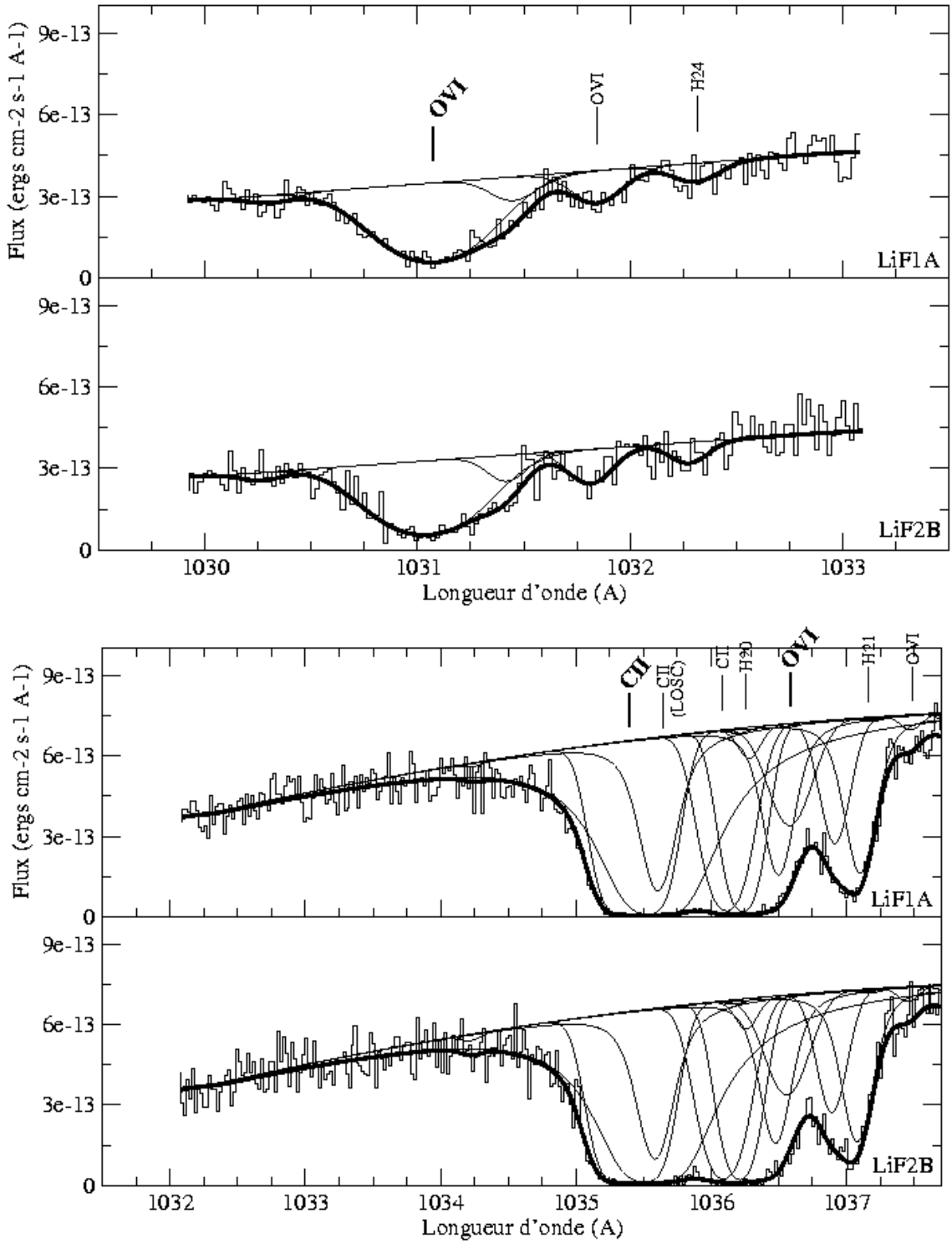


FIG. B.8 – ∼ 1038-1043 **Å** - On voit la raie saturée de O I à 1039.23 Å. ∼ 1045-1052 **Å** - On détecte une faible raie de Ar I ainsi que des indices de raies moléculaires.

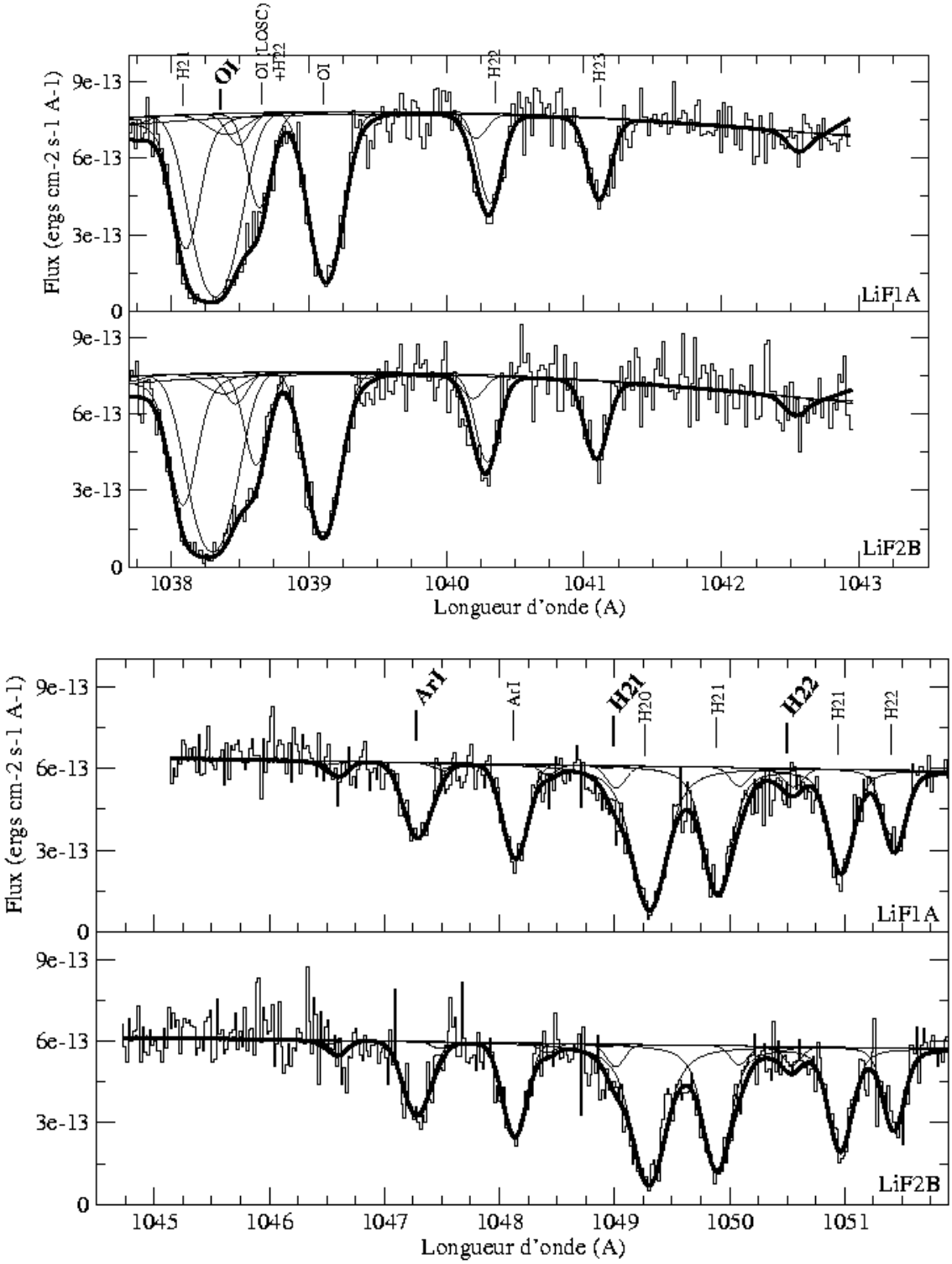
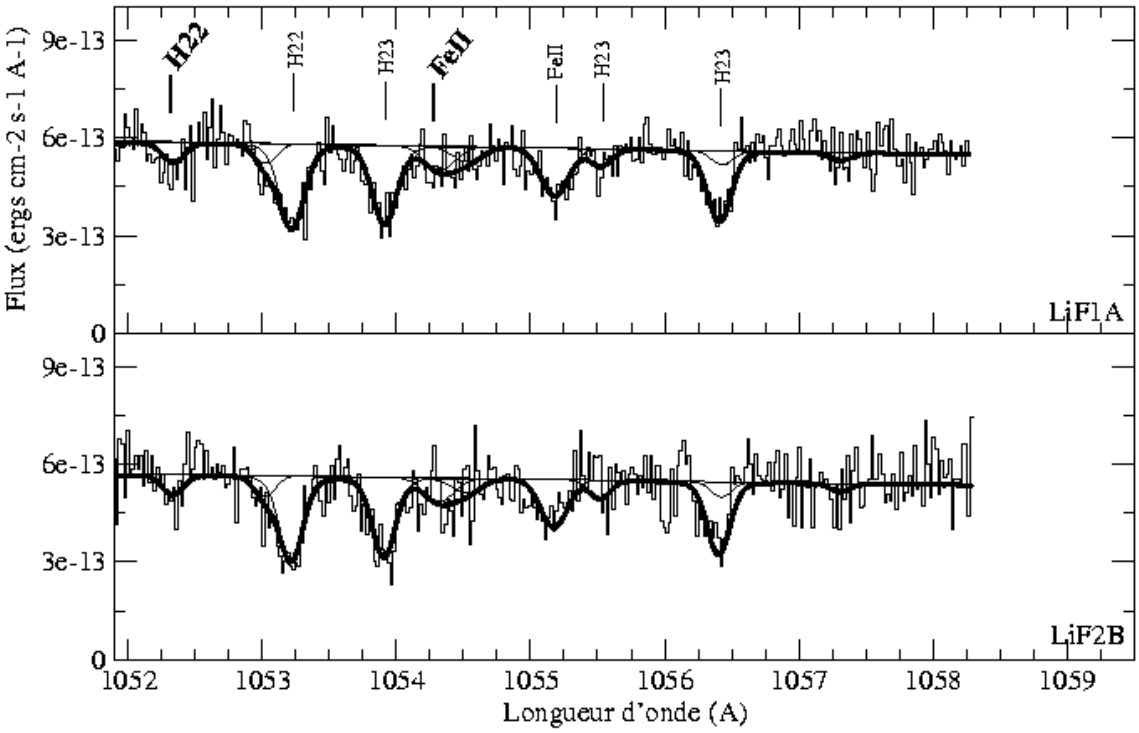


FIG. B.9 – ∼ 1052-1058 **Å** - Raies d'hydrogène moléculaire et de Fe II. ∼ 1060-1064 **Å** - Forte raie de Fe II.



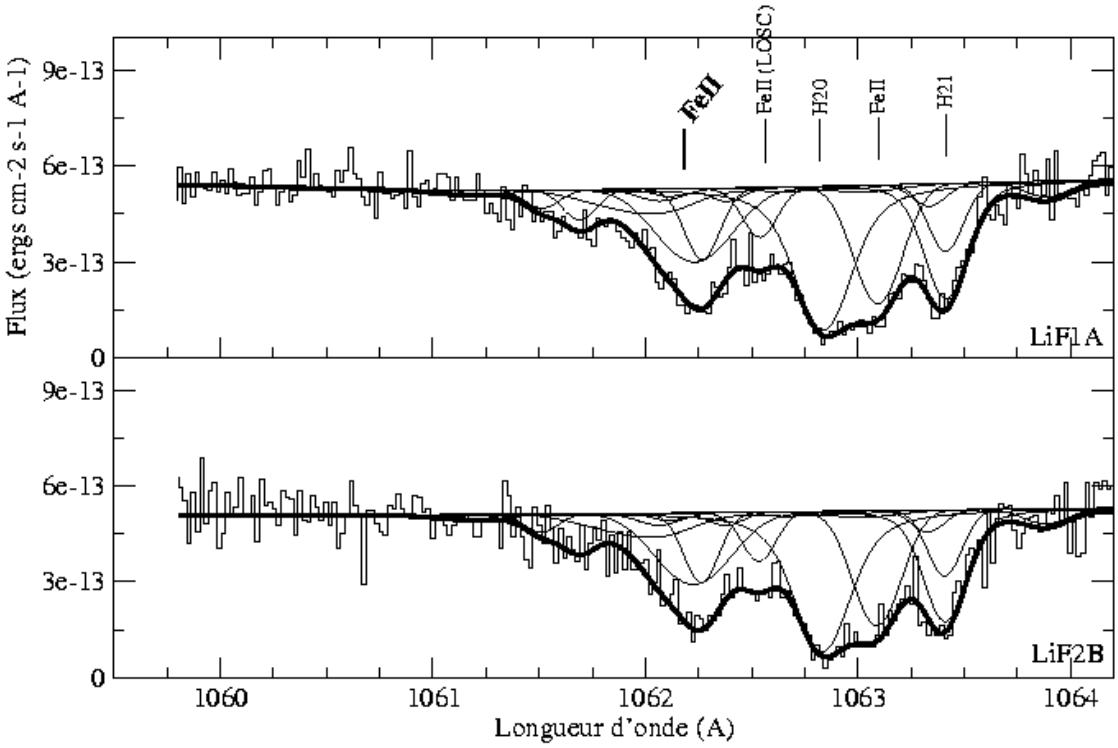


FIG. B.10 – ∼ 1064-1069 **Å** - Raie de Ar I. Cette raie est normalement deux fois plus faible que celle à 1048.22 Å. Ell est ici mal reproduite à cause de contamination par des raies stellaires Si IV (voir chapitre 4). ∼ 1076-1080 **Å** - Raies d'hydrogène moléculaire.

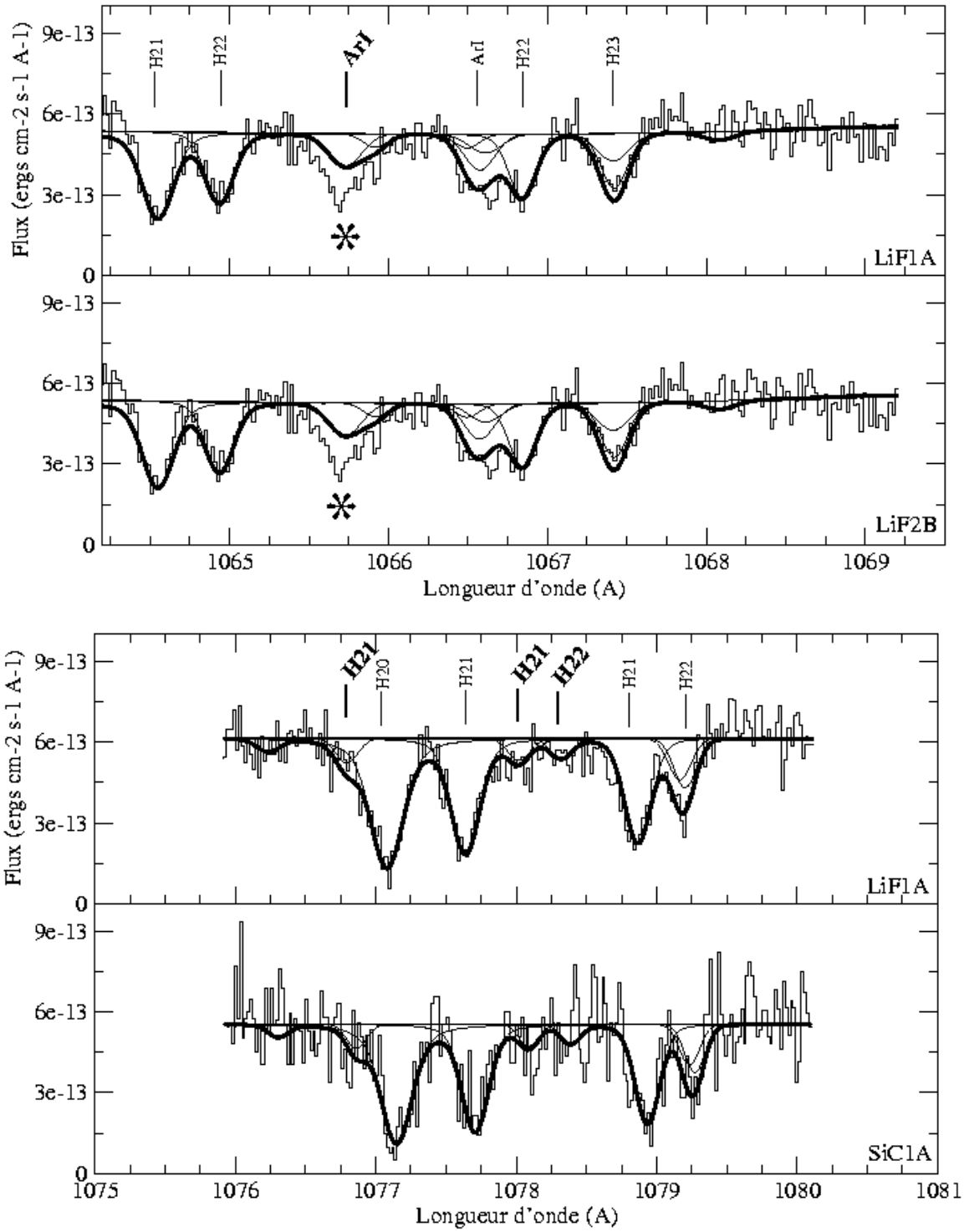
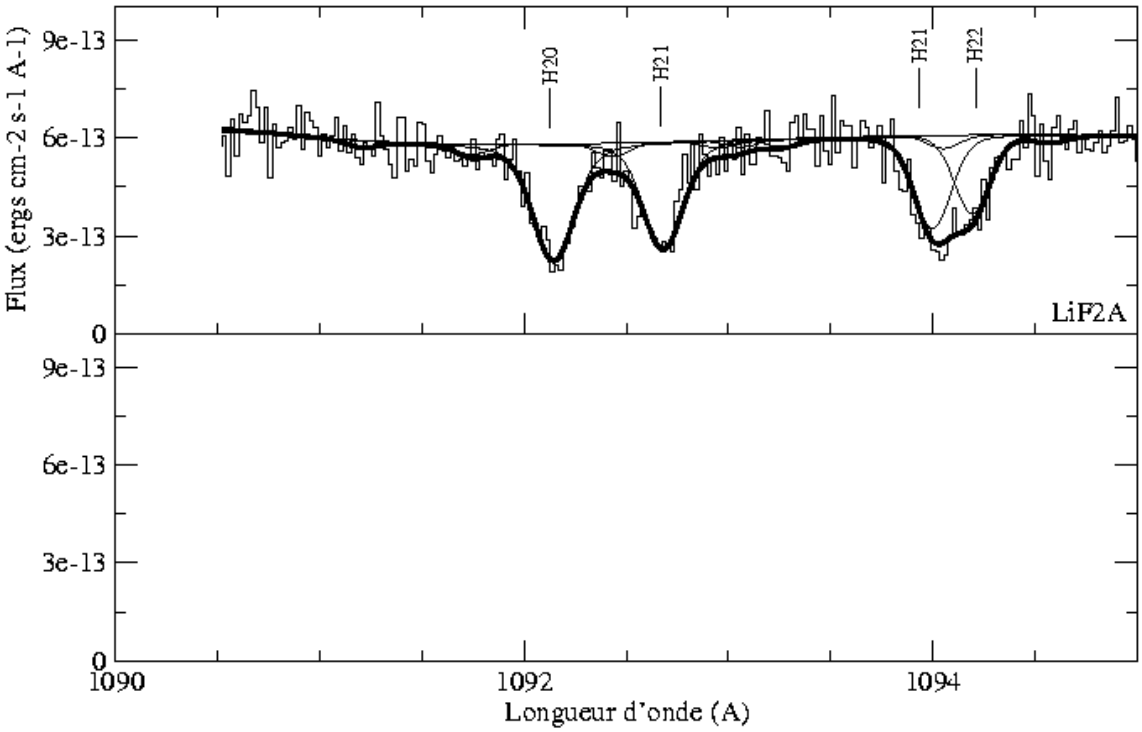


FIG. B.11 – ∼ 1091-1095 **Å** - Raies de H_2 de la Voie Lactée. ∼ 1095-1099 **Å** - On voit une raie de Fe II et une raie de H_2.



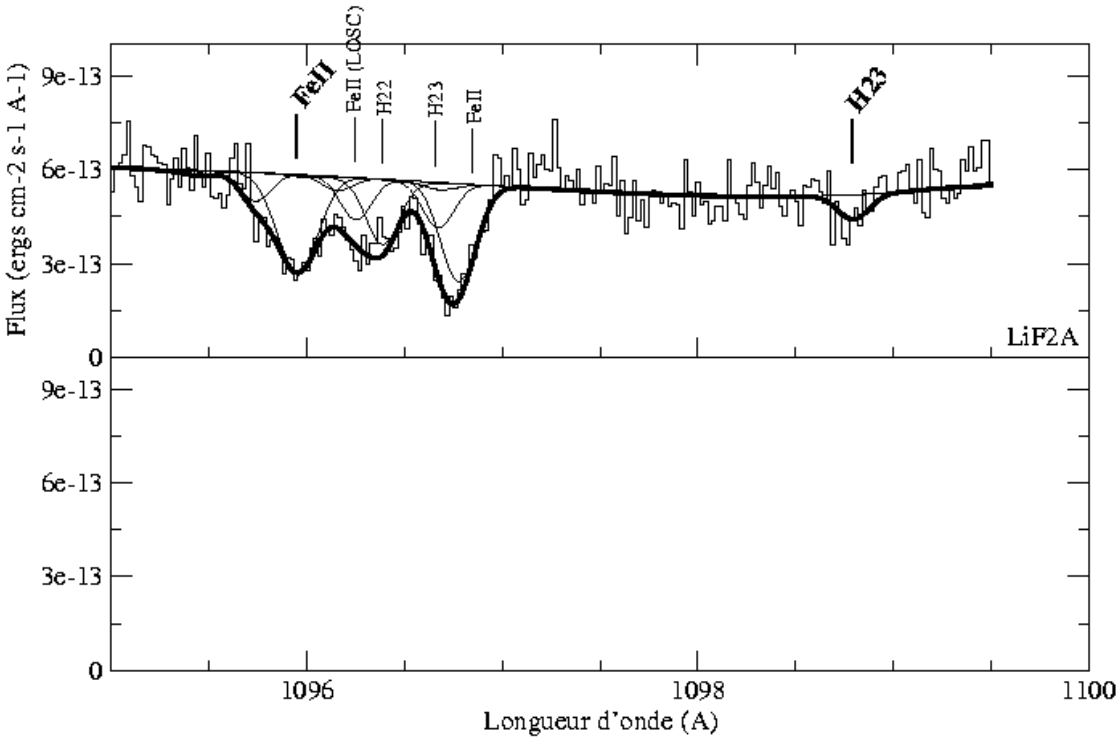


FIG. B.12 – ∼ 1105-1111 **Å** - Raies d'hydrogène moléculaire. ∼ 1111-1114 **Å** - Faibles raies de Fe II et de H_2.

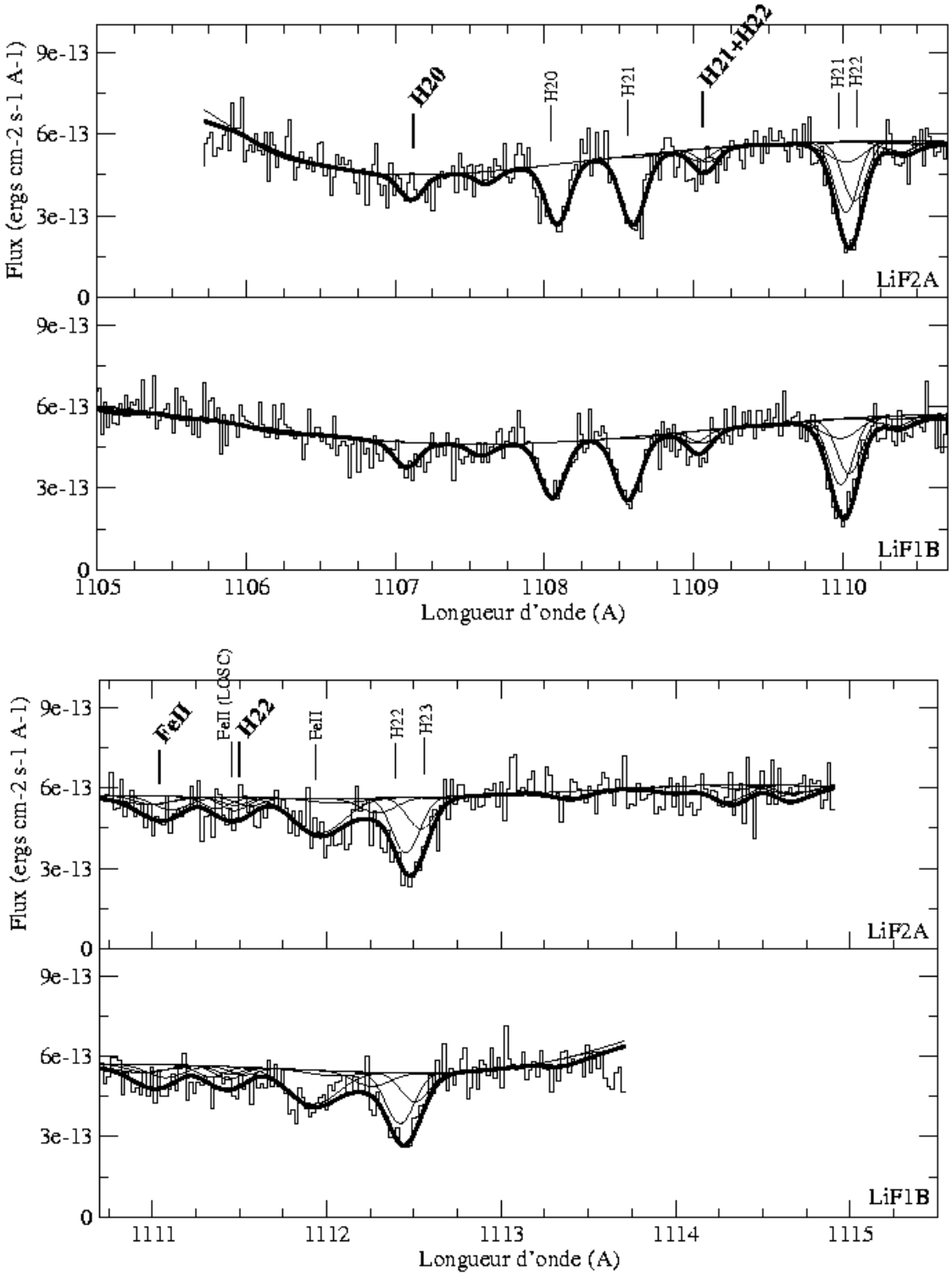


FIG. B.13 – ∼ 1123-1126 **Å** - Raie de Fe II. On voit bien la structure de la ligne de visée (NGC604 – *LOSC* – Voie Lactée). ∼ 1131-1137 **Å** - Le triplet d'azote à ∼ 1134 Å.

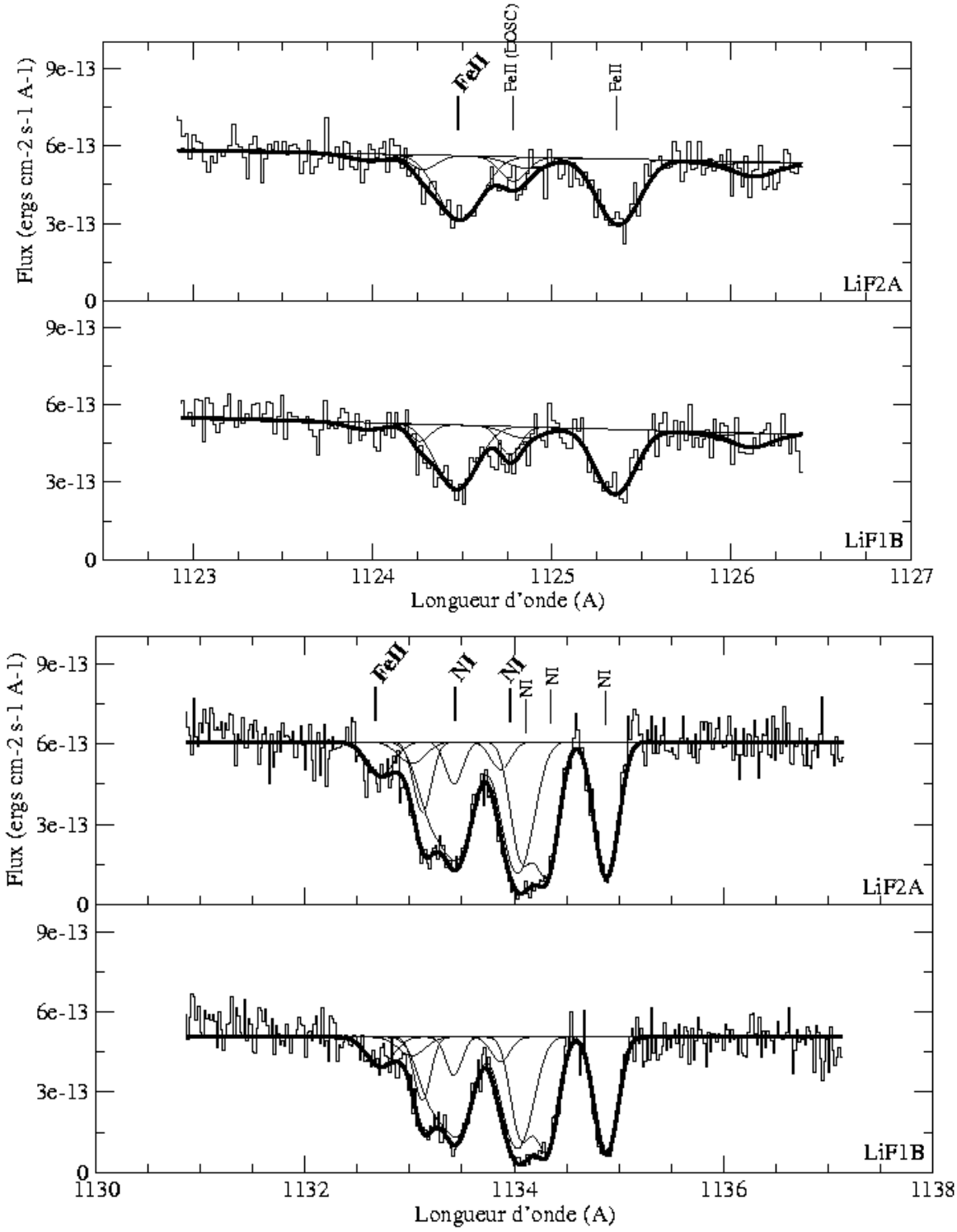
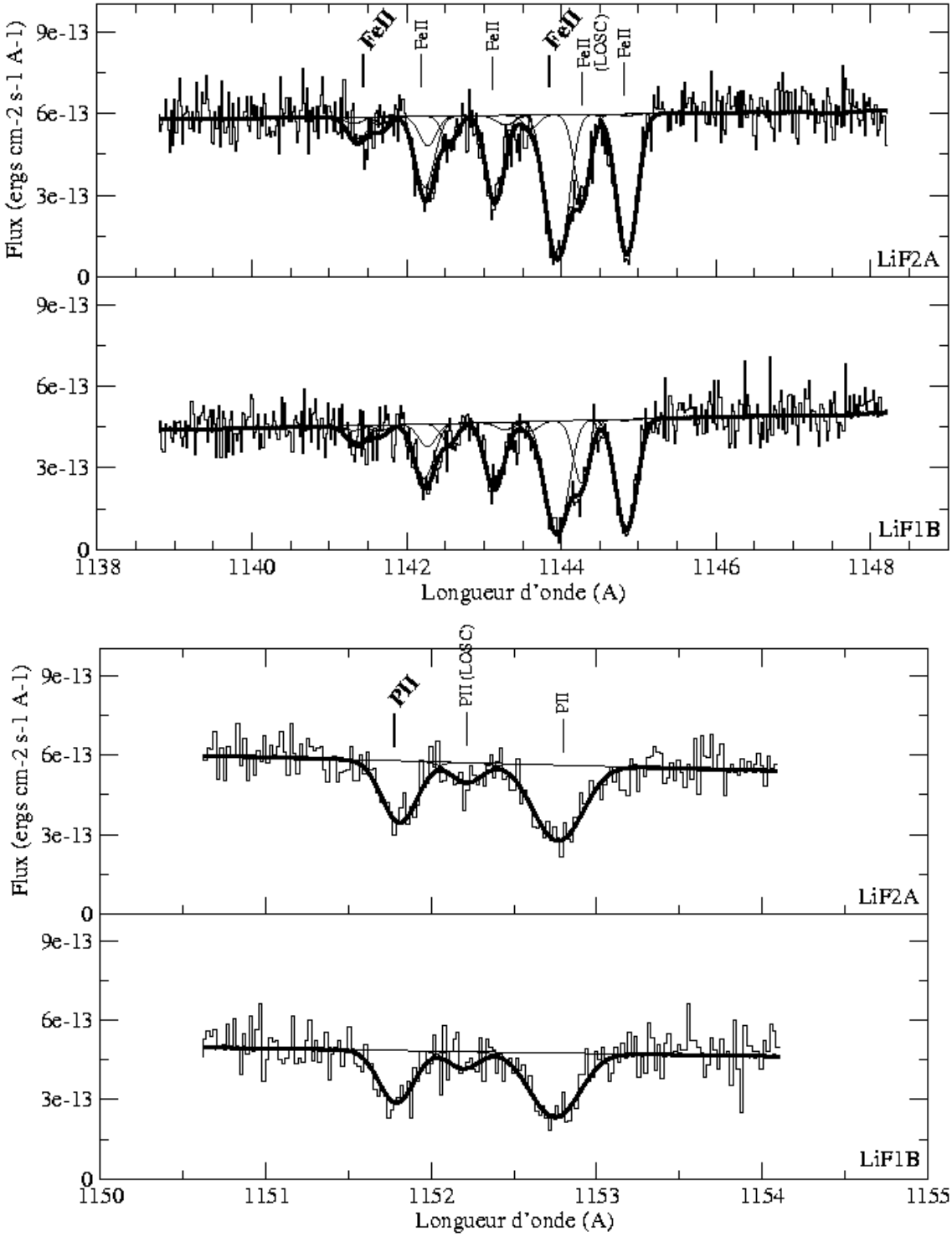


FIG. B.14 – ∼ 1139-1148 **Å** - Raies de Fe II aux forces d'oscillateurs extrêmes. ∼ 1151-1154 **Å** - Raies de P II.



Annexe C
Utilisation du phosphore pour tracer la métallicité du MIS

C.1 Article publié AA/2005/3448

L'article qui suit a été écrit au cours de la thèse, en marge du travail principal concernant l'étude des spectres UV et UV lointain des régions extragalactiques de formation d'étoiles. La motivation est née de l'analyse des raies de P II dans le domaine de *FUSE* dans la galaxie bleue compacte IZw36. Une question naturelle est apparue : que peut-on bien dire de cet élément... ? Une discussion sur l'abondance du phosphore dans le gaz neutre est possible car l'état d'ionisation dominant dans cette phase gazeuse est justement P II.

Bien que le phosphore ne soit pas un pur α-élément, sa chaîne de production dans la nucléosynthèse stellaire devrait être reliée à celle de l'oxygène et des autres α-éléments, si bien que le rapport d'abondance P/α devrait être assez uniforme dans les divers sites astrophysiques. De là est apparue une potentielle importance pour les spectres extragalactiques de galaxies à flambée de formation d'étoiles dans lesquels l'oxygène est souvent difficile à analyser pour cause de mélange avec d'autres de raies, ou de saturation. Le phosphore pourrait servir de traceur de l'oxygène et de la métallicité dans le gaz diffus neutre.

Le phosphore dans le MIS n'a pas reçu grand intérêt dans les publications. Des études de spectres UV ou UV lointain n'analysent pas les raies de P II qui sont pourtant présentes. Il est donc apparu nécessaire d'effectuer de nouvelles mesures dans l'environnement interstellaire de notre Galaxie, en utilisant des données à haute résolution HST/*STIS* afin d'évaluer précisément le rapport P II/O I. cette étude s'accompagne de l'analyse de la déplétion de P en analysant son abondance en fonction de la quantité de gaz sur la ligne de visée.

Astronomy & Astrophysics manuscript no. 3448 August 8, 2005
(DOI: will be inserted by hand later)

Phosphorus in the Diffuse Interstellar Medium

V. Lebouteiller[1], Kuassivi[2], & R. Ferlet[1]

1: Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris
2: AZimov association, 14 rue Roger Moutte, 83270 St-Cyr sur Mer, France
e-mail: leboutei@iap.fr

Received; accepted 07/18/05

Abstract. We present *FUSE* and HST/*STIS* measurements of the P II column density toward Galactic stars. We analyzed P II through the profile fitting of the unsaturated λ1125 and λ1533 lines and derived column densities integrated along the sightlines as well as in individual resolved components. We find that phosphorus is not depleted along those sightlines sampling the diffuse neutral gas. We also investigate the correlation existing between P II and O I column densities and find that there is no differential depletion between these two specie. Furthermore, the ratio N(P II)/N(O I) is consistent with the solar P/O value, implying that P II and O I coexist in the same gaseous phase and are likely to evolve in parallel. We argue that phosphorus, as traced by P II, is an excellent neutral oxygen tracer in various physical environments, except when ionization corrections are a significant issue. Thus, P II lines (observable with *FUSE*, HST/*STIS*, or with VLT/*UVES* for the QSO sightlines) are particularly useful as a proxy for O I lines when these are saturated or blended.

Key words. ISM: abundances, atoms, clouds, Galaxy: abundances, Ultraviolet: ISM

1. Introduction

Phosphorus ($^{31}_{31}$P) is an odd-Z element which is thought to be mainly produced in the same massive stars that form α-elements (O, Ne, Mg, Si, S, Ar, ...). Although the nucleosynthesis of odd-Z elements is still not well understood, phosphorus seems to be produced during the carbon and neon burning in a hydrostatic shell (Arnett 1996). Woosley & Weaver (1995) found that no significant amount is expected to be synthesized during the explosion phases and that the P yields should be metallicity dependent because of the odd–even effect.

In the Galactic and extra–galactic diffuse interstellar medium (ISM), the phosphorus gaseous phase abundance is largely unknown. Apart from the early investigations with the *Copernicus* satellite within the solar neighborhood (Jenkins et al. 1986; Dufton et al. 1986), a few measurements are available in the distant ISM and almost none in the extragalactic ISM. Nevertheless, the ISM phosphorus abundance provides an important constraint for the dust/gas chemistry.

Dust grains are subject to dramatic chemical, morphological and structural changes during their lifetime, from the condensation of dusty cores within the outflows of evolved stars to the final destruction in shocks or the formation of new generations of stars and planetary systems. They undergo several growth (mantle accretion and molecules adsorption) and erosion (photoprocessing, sputtering) periods as they move within dense or diffuse media (Snow & Meyers 1979; Seab 1987; Turner 1991; O'Donnell & Mathis 1997). In that respect, refractory elements are expected to be the most depleted in the gas phase. On the contrary, C, N and O are less depleted onto dust grains because of their lower condensation temperatures (Field 1974; Lodders 2003). Hence, at most one third of the oxygen is bound to rocky elements (Cardelli et al. 1997). With respect to its relatively high condensation temperature, phosphorus can be expected *a priori* to be more heavily depleted.

Jenkins et al. (1986), in their ISM survey conducted with *Copernicus* toward about 80 stars, found through the analysis of the far-UV absorption lines of the dominant ion stage P II that phosphorus is not depleted along sightlines containing predominantly warm low density neutral gas ($\lesssim$0.1 dex after updating the solar abundances from Asplund et al. 2004) and is depleted by $\lesssim$0.5 dex in cooler and denser clouds. Using the same dataset but with a different oscillator strength for the P II λ1302 transition, Dufton et al. (1986) derived phosphorus abundances systematically larger by $\approx$ 0.2 dex so that the previous findings still hold. In the cold diffuse interstellar cloud toward ζ Oph, the depletion of phosphorus is 0.5 ± 0.2 dex as compared with 0.4 ± 0.1 dex for oxygen, while in the warm diffuse cloud along the same sightline, P is depleted by 0.2 ± 0.1 dex as compared with 0.0 ± 0.3 dex for O (Savage & Sembach 1996).

The first detection of the PN molecule by Turner & Bally (1987) through the 140 GHz (J = 3−2) and 234 GHz (J = 5−4) emission lines paved the way for extensive studies of the abundance of phosphorus in molecular clouds. It was soon recognized that the transfer of phosphorus from the gas to the solid and back to the gas phase largely involved carbon atoms via the HCP linear molecule (Turner et al. 1990). As a consequence,

Send offprint requests to: V. Lebouteiller

phosphorus is believed to mainly reside in adsorbed HCP molecules which are then released in the gas by photodesorption in warm media and readily photodissociated. This scenario would account for the lack of depletion in the warm phase.

Since the advent of the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (*FUSE*) satellite (Moos et al. 2000) and the *STIS* instrument onboard HST, it is now possible to probe denser clouds and investigate longer sightlines. We thus revisit and extend previous works on interstellar phosphorus abundance by presenting new P II measurements toward Galactic sightlines obtained from *FUSE* and HST/*STIS* data. Furthermore, in order to point out the relative behavior of phosphorus as compared to α-elements and possibly reveal a global trend toward the differential depletion under many different physical conditions, we compare the phosphorus gaseous phase abundance with that of oxygen. Oxygen abundance in the diffuse ISM has been extensively studied (see e.g., Jensen et al. 2005, Cartledge et al. 2001, Cartledge et al. 2004, and André et al. 2003 – hereafter A2003) and is used here as a reference element. The observations and data analysis are described in Sections 2 and 3. We present the results in Sect. 4. Final conclusions are given in Sect. 5.

2. Observations

We have selected 10 sightlines toward Galactic stars with distances up to $\approx$ 5 kpc in order to scan the distant ISM. Properties of the targets and the sightlines are summarized in Table 1. Tables 2 and 3 provide the log of the *FUSE* and HST/*STIS* observations, respectively. Given the Galactic latitudes and distances of the stars, all the sightlines intersect clouds in the Galactic disk, except the sightline toward HD121968 which possibly can intersect clouds in the halo.

All the *FUSE* spectra were obtained through the large 30″×30″ (LWRS) aperture which results in a resolving power $R \equiv \lambda/\Delta\lambda \approx 20,000$ (or $\Delta v \approx 15$ km s^{-1}, FWHM). This spectral resolution depends on the co–addition procedure used to reconstruct the total exposure and varies with the wavelength and the detector. Hence, we did not attempt to co–add different detectors, in order to minimize both the distortion of the resulting Point Spread Function (PSF) and the propagation of the Fixed Pattern Noise (FPN) proper to each detector. The detailed reduction, calibration and co–addition procedures can be found in A2003 who reduced most of the present data in order to study the neutral oxygen and hydrogen content along the sightlines.

The *STIS* observations were taken with the far-ultraviolet MAMA detector equipped with the E140H grating. However, three different apertures were used. The $0\farcs1 \times 0\farcs03$ aperture provides a resolving power $R \approx 200,000$ (or $\Delta v \approx 1.5$ km s^{-1}, FWHM). The two others, $0\farcs2 \times 0\farcs09$ and $0\farcs2 \times 0\farcs2$, provide a spectral resolution of $R \approx 110,000$ (velocity resolution of $\Delta v \approx$ 2.7 km s^{-1}, FWHM). Again, details about the data reduction can be found in A2003.

Among the 10 targets we present, 8 were analyzed by A2003 with a particular concern for the O I column density. The other targets of their sample were not observed with *STIS* at the wavelength of the P II λ1533 line (see next section). We also analyzed *STIS* spectra of two additional targets, HD24534 and HD121868.

Finally, we also compiled published P II and O I measurements in the Milky Way and along a few extragalactic sightlines. These are listed in Table 6 and discussed in Sect. 4.3.

3. Data analysis

Because of the ionization potential of O I (13.62 eV as compared with 13.60 eV for H I) and the efficient charge exchange between O II and H I, O I is expected to be the dominant ionization state of oxygen in the diffuse neutral gas, and thus a good tracer of the neutral gas. Observations of A2003 confirm this finding. On the other hand, the ionization potentials of P I and P II (resp. 10.49 eV and 19.72 eV) suggest *a priori* that P II should be the dominant state of phosphorus in this gaseous phase. However a fraction of P II atoms could actually reside in a potential ionized gaseous phase where oxygen is in the form of O II and hydrogen in the form of H II. The fraction is unknown and depends on the ionizing radiation illuminating the diffuse clouds. The present study will help to identify this possible correction.

Absorption lines were analyzed assuming Voigt profiles, by using the profile fitting program `Owens`. This Fortran code, developed by M. Lemoine and the *FUSE* French team, is particularly suitable for simultaneous fits of far-UV spectra (Lemoine et al. 2002). A great advantage of this routine is the ability to fit different spectral domains and various species in a single run. It was then possible to analyze simultaneously the P II and O I absorption lines, together with Cl I, C I, and S I lines. The use of these species in a simultaneous fit allowed us to check and constrain the radial velocity structure of the sightlines when uncertain. The P II and O I lines we analyzed being unsaturated, the column density determination does not depend on the *b*-parameter. The errors on the column densities are calculated using the $\Delta\chi^2$ method described in Hébrard et al. (2002) and include the uncertainties on all the free parameters such as the continuum shape and position. All the errors we report are within 1 σ.

Numerous O I lines are observed in the HST/*STIS* + *FUSE* spectral ranges, with oscillator strengths (f) spanning several orders of magnitude. However, the main constraint on the O I column density lies in using the weak 1355.5977 Å intersystem transition ($f = 0.116 \times 10^{-5}$). The total O I column densities toward most of the present sightlines were derived by A2003 using this line. However, we have updated these values by deriving column densities of each cloud along the sightlines and by performing a simultaneous analysis of O I and P II lines.

A total of seven P II lines are available in the far-UV spectral domain. Thanks to the combination of datasets, the phosphorus atom content is readily explored through transitions spanning more than 2 orders of magnitude in oscillator strengths, always allowing the choice of *adequate* lines for a particular study. Wavelengths and f-values are from the revised compilation of atomic data by Morton (1991; 2003). Oscillator strengths of P II lines can be relatively uncertain. Indeed, significant differences are found in the few laboratory experiments that investigated

Table 1. Stellar and sightline properties. Distances, reddening and spectral types are from Diplas and Savage (1994) unless otherwise noted. The typical uncertainty in the distance is 30 %. The molecular hydrogen fraction along the sightline toward HD24534 is from Rachford et al. (2002), the other sightlines have been measured by A2003.

Star	d (pc)	l	b	E(B-V)	$f(H_2)$	Spectral type
HD24534	450	163.1	−17.1	0.59	0.76	O9.5V
HD93222[a]	2900	287.7	−1.0	0.36	0.05	O7 III
HD99857	3060	295.0	−4.9	0.33	0.24	B0.5Ib
HD104705	3900	297.4	−0.3	0.26	0.16	B0 III/IV
HD121968	3620	334.0	+55.8	0.07	/	B5
HD124314	1150	312.7	−0.4	0.53	0.20	O7
HD177989	5010	17.8	−12.0	0.65	0.25	B2 II
HD202347[a]	1300	88.2	−2.0	0.17	0.17	B1 V
HD218915	2480	109.3	−1.8	0.17	0.18	O9.0III
HD224151	1360	115.4	−4.6	0.44	0.28	B0.5 III

[a] Distances, reddenings and spectral types from Savage et al. (1985).

Table 2. Summary of *FUSE* observations.

Target	Program ID	Exp. Time (ksec)	Number of Exp.	Aperture	Mode
HD24534	P1930201	8.3	8	LWRS	TTAG
HD93222	P1023701	3.9	4	LWRS	HIST
HD99857	P1024501	4.3	7	LWRS	HIST
HD104705	P1025701	4.5	6	LWRS	HIST
HD121968	P1014501	9.2	18	LWRS	HIST
HD124314	P1026201	4.4	6	LWRS	HIST
HD177989	P1017101	10.3	20	LWRS	HIST
HD202347	P1028901	0.1	1	LWRS	HIST
HD218915	P1018801	5.4	10	LWRS	HIST
HD224151	S3040202	13.4	4	LWRS	TTAG

Table 3. Log of HST/*STIS* observations. All the data have been obtained with the E140H grating.

Target	Dataset	Exp. Time (ksec)	Range (Å)	Aperture
HD24534	O66P01020	8.8	1242-1444	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O66P02010	2.0	1425-1627	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
HD93222	O4QX02010	1.7	1140-1335	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O4QX02020	1.1	1315-1517	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O4QX02030	2.5	1497-1699	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
HD99857	O54301010	1.3	1170-1372	$0\farcs1 \times 0\farcs03$
	O6LZ44010	1.2	1388-1590	$0\farcs2 \times 0\farcs2$
HD104705	O57R01010	2.4	1170-1372	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O57R01030	2.9	1388-1590	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
HD121968	O57R02010	1.6	1170-1372	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O57R02020	2.9	1170-1372	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O57R02030	8.4	1352-1554	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
HD124314	O54307010	1.5	1170-1372	$0\farcs1 \times 0\farcs03$
	O54307030	1.5	1388-1590	$0\farcs1 \times 0\farcs03$
HD177989	O57R03020	2.9	1170-1372	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O57R04020	8.7	1388-1590	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
HD202347	O5G301010	0.8	1170-1372	$0\farcs1 \times 0\farcs03$
	O5G301040	0.9	1388-1590	$0\farcs1 \times 0\farcs03$
HD218915	O57R05010	2.0	1170-1372	$0\farcs2 \times 0\farcs09$
	O57R05030	1.3	1388-1590	$0\farcs1 \times 0\farcs03$
HD224151	O54308010	1.5	1170-1372	$0\farcs1 \times 0\farcs03$
	O6LZ96010	0.3	1388-1590	$0\farcs2 \times 0\farcs2$

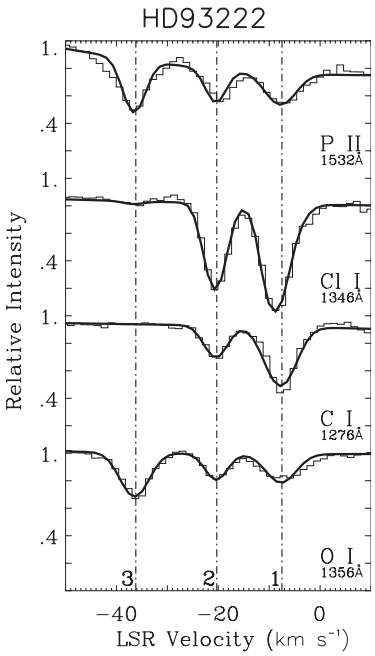


Fig. 1. P II λ1533 absorption line profile toward HD93222. Three components are easily identified. When detected, Cl I, C I, and S I lines are used to constrain the velocity distribution (turbulent velocity and radial velocity). P II and O I lines have very similar optical depths since the $N \cdot f$ product is approximately the same (see text).

P II atomic data (see the discussion of these values in Morton 2003).

In the present study, the three P II lines at 961.0412 Å (f = 0.349 × 10^0), 963.8005 Å (f = 0.146 × 10^1) and 972.7791 Å (f = 0.210 × 10^{-1}), observable with *FUSE*, are located in a region overcrowded with strong absorption lines – mainly H I lines from the Lyman serie and H_2 lines. We thus rejected these transitions because they are blended. In addition, the two first lines are heavily saturated, thus preventing reliable P II column determinations.

Similarly, we avoided the P II lines at 1152.8180 Å (f = 0.245 × 10^0, observable with *FUSE*), and at 1301.8743 Å (f = 0.127 × 10^{-1}, observable with *STIS*) since they both present saturation effects most of the time. The latter is most often blended with the extremely strong O I line at 1302.1685 Å, even at the highest *STIS* resolution.

The P II line at 1124.9452 Å (f = 0.248 × 10^{-2}, observable with *FUSE*) is the weakest transition available and is always found to lie on the linear part of the curve of growth. When detected, it can provide an accurate measurement of the total phosphorus column density along a given sightline but with little information on the velocity structure. Analyzing this line requires high–quality data and a good knowledge of FPN for the *FUSE* detectors. Indeed, duplicate detectors make it easier to discriminate FPN and absorption features in most cases. Unfortunately, in some cases this line appears slightly blended with the broad Fe III* λ1124 stellar line.

Slightly stronger the P II line at 1532.5330 Å is (f = 0.303× 10^{-2}, observable with *STIS*). Thanks to the *STIS* higher resolution, this line allows the investigation of the detailed velocity distribution of sightlines and the derivation of phosphorus column densities in individual clouds. We thus used this line to derive the P II column densities (column density of each individual cloud and integrated column density over the sightline) and compare with the O I values. The other main advantage of this line is that its optical depth is systematically found to be similar to the optical depth of the O I λ1356 line (see Fig. 1). This is due to the combination of the O I column density, about 2000 times larger than the P II one, and the oscillator strength, 2000 times lower than for the P II λ1533 line. Hence, the simultaneous analysis of these two lines minimizes possible systematic errors due to saturation and/or unresolved components. This combination further allows one to investigate individual cloud column densities since these two lines are observed in the same high-resolution dataset.

Another possibility is to compare the integrated column density as derived from the unresolved profile of the P II λ1125 line with *FUSE*, with the sum of the P II column densities of individual clouds along the sightlines as derived with the *STIS* resolved profile of the P II λ1533 line (Fig. 2). We get consistent findings within the error bars (see Table 4). This comparison provides a twofold confirmation: 1) the relative compatibility of the corresponding oscillator strengths, and 2) the absence of gross systematic errors when assuming only one global velocity component to estimate integrated column densities.

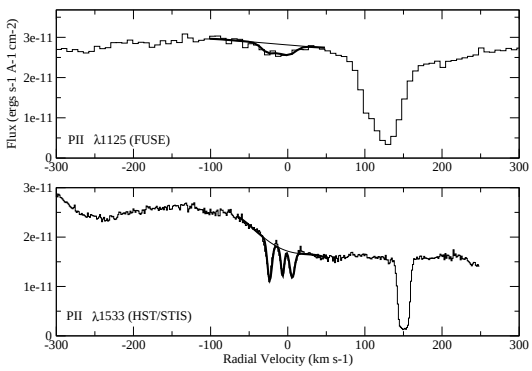


Fig. 2. The P II λ1125 line toward HD93222 as observed with *FUSE* (top) and of the λ1533 line as observed with *STIS* (bottom). The two lines have approximately the same oscillator strength. Given the relatively low spectral resolution, the *FUSE* observation allow us to calculate the integrated column density along the sightline while the *STIS* observation gives the possibility to investigate column densities of each component.

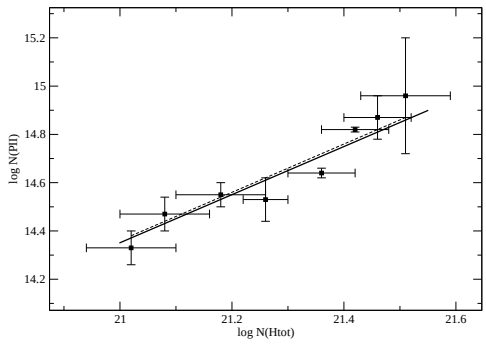


Fig. 3. The P II column density integrated over each sightline versus the total hydrogen column density defined as $\log[N(\mathrm{H\,I}) + 2 \times N(\mathrm{H_2})]$. The thick line shows the solar phosphorus abundance (Asplund et al. 2004) and the thin dashed line shows the regression fit.

4. Results

4.1. Abundance of phosphorus

We plot in Fig. 3 the integrated P II column density (as derived with the P II λ1533 line) versus the total hydrogen content defined as $N(\mathrm{H_{tot}})$=$N(\mathrm{H\,I})$+2 $\times$ $N(\mathrm{H_2})$. We use the values $N(\mathrm{H\,I})$ and $N(\mathrm{H_2})$ derived by A2003 through *FUSE* observations, available for 8 of our 10 sightlines. Column densities are integrated along sightlines and sample the diffuse ISM. As compared with the solar abundance log $(\mathrm{P/H})_\odot$=−6.65 ± 0.04 (Asplund et al. 2004), the regression of P II vs. $\mathrm{H_{tot}}$ gives a consistent value −6.64 ± 0.05. We can conclude that:

- Phosphorus is not depleted in the diffuse neutral ISM up to at least log $N(\mathrm{H_{tot}})\approx$ 21.5 and E(B-V)$\approx$ 0.5,
- P I exists only in negligible amounts in this gaseous phase since we would observe an even higher P/H ratio. P II is indeed the dominant state of phosphorus along these 8 sightlines.

Of course, these findings must be tempered by the fact that we used the integrated column densities along the sightlines. P II column densities can be derived for individual clouds (see next section), but unfortunately, it is not possible to do the same for hydrogen, given the relatively large width of the H I absorption lines observed with *FUSE* and HST/*STIS*.

4.2. Phosphorus versus oxygen

The integrated P II and O I column densities toward the 10 Galactic sightlines of our sample were derived using the P II λ1533 and O I λ1356 lines, observable with *STIS*. Values are listed in Table 4 and plotted in Fig. 4. We find integrated O I column densities consistent within 1 σ error bars with those found by A2003 except toward a few sightlines for which error bars of A2003 could have been somewhat underestimated. There is also some overlap with past measurements (see Howk et al. 2000, Jensen et al. 2005, and Knauth et al. 2003). These past values are marginally consistent with our values within 1 σ error bars, except the O I column density toward HD218915 derived by Howk et al. (2000). However, this Howk et al. determination is also inconsistent with the other studies of A2003 and Knauth et al. (2003).

There is a clear correlation between P II and O I column densities. The derived error-weighted mean P II/O I ratio is $-3.26^{+0.12}_{-0.10}$ (1 σ error bars), which is consistent with the solar P/O proportion −3.30 ± 0.07 (Asplund et al. 2004). The only exception is the sightline toward the star HD121968 located in the halo. We observe a single absorption component which could arise in a cloud located in the low-density partly-ionized Galactic halo. Therefore, in such extreme conditions, P II could also exist where oxygen is ionized so that the actual P/O ratio would be $\eta \times N(\mathrm{P\,II})/N(\mathrm{O\,I})$, where $\eta < 1$ is an unknown factor which depends on the ionization conditions within the cloud. This ionization effect is negligible for all the other sightlines.

Does the same correlation hold if we plot the column densities of individual clouds along the sightlines ? We selected individual components in each sightline on the basis of a clear separation from nearby other absorptions – i.e. the wavelength shift due to the different radial velocities of clouds must be larger than the intrinsic line widths (convolution of the turbulent velocity and the instrumental line spread function). We identified 17 interstellar absorbing regions along our sightlines (Table 5). We still find a correlation over more than ≈1 dex in column density (Fig. 5), with a mean P II/O I ratio of $-3.25^{+0.12}_{-0.10}$, again consistent with the solar P/O ratio. The only noticeable exception to this good correlation (apart from the single component along the HD121968 sightline, see above) is the component #2 along the HD104705 sightline. This sightline crosses an interarm region in the Milky Way disk where the medium is particularly ionized (Sembach 1994). This strongly suggests that the absorption component #2 lies in such a region where P II/O I is larger than the actual P/O ratio.

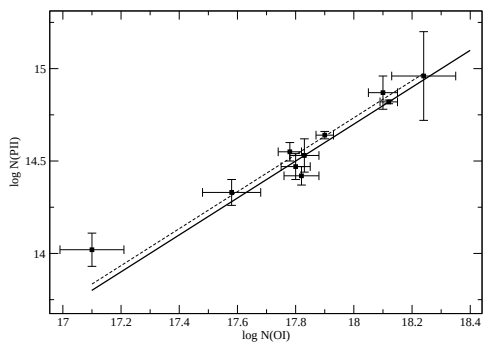


Fig. 4. P II total column density over each sightline is plotted versus the total O I column density. The thick line shows the solar ratio (Asplund et al. 2004) and the thin dashed line shows the regression fit.

Table 4. Column densities integrated over the sightlines. H I and H_2 measurements are from A2003. The *FUSE* determination of the P II column density makes use of the λ1125 line while the HST/*STIS* determination makes use of the λ1533 line. O I is analyzed through the λ1356 transition.

Sightline	log N(H I)	$f(H_2)$	log N(P II) [FUSE]	log N(P II) [STIS]	log N(O I) [STIS]	log P II/O I [STIS]
HD24534	/	0.76	/	14.42 ± 0.05	17.82 ± 0.06 (/)[a]	−3.40 ± 0.08
HD93222	21.40	0.05	14.79 ± 0.06	14.82 ± 0.01	18.12 ± 0.03 (18.13 ± 0.02)[a]	−3.30 ± 0.03
HD99857	21.24	0.24	14.67 ± 0.06	14.64 ± 0.02	17.90 ± 0.03 (17.89 ± 0.03)[a]	−3.26 ± 0.03
HD104705	21.10	0.16	14.75 ± 0.04	14.54 ± 0.04	17.77 ± 0.04 (17.81 ± 0.02)[a]	−3.23 ± 0.06
HD121968	/	/	14.04 ± 0.09	14.02 ± 0.09	17.10 ± 0.11 (/)[a]	−3.08 ± 0.15
HD124314	21.41	0.20	14.81 ± 0.04	14.96 ± 0.24	18.24 ± 0.11 (18.18 ± 0.02)[a]	−3.28 ± 0.28
HD177989	20.96	0.25	14.43 ± 0.04	14.47 ± 0.07	17.80 ± 0.05 (17.79 ± 0.03)[a]	−3.33 ± 0.09
HD202347	20.94	0.17	14.34 ± 0.17	14.33 ± 0.07	17.58 ± 0.10 (17.58 ± 0.06)[a]	−3.26 ± 0.13
HD218915	21.17	0.18	14.37 ± 0.10	14.53 ± 0.09	17.83 ± 0.05 (17.82 ± 0.03)[a]	−3.30 ± 0.11
HD224151	21.32	0.28	/	14.87 ± 0.09	18.10 ± 0.05 (18.06 ± 0.03)[a]	−3.23 ± 0.11

[a] When measured, O I column densities derived in A2003.

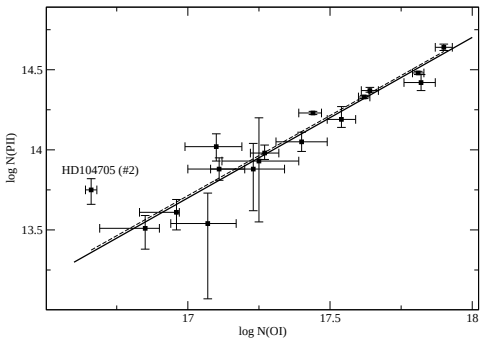


Fig. 5. P II column density of each individual component along the sightlines plotted against the corresponding O I column density. The thick line shows the solar ratio (Asplund et al. 2004) and the thin dashed line shows the regression fit.

Given these correlations, the following conclusions can be put forward:

- There is no clear evidence of a differential depletion of P II and O I in the diffuse neutral gas sampled here. This is true over all the range of molecular fraction $f(H_2)$ = 0.05-0.28 and reddening E(B-V) = 0.17-0.53.
- P II and O I coexist in the same gaseous regions; no ionization correction seems to be required, except in two ionized interstellar clouds. Phosphorus and oxygen are thus likely to evolve in parallel in the ISM from the time they are produced in stars and to be well mixed.
- The oscillator strength of the P II λ1533 line seems to be well defined and compatible with the f-value of the λ1125 line (see Sect. 3).

4.3. Measurements in various physical environments

We gathered from the literature several Galactic and extragalactic sightlines toward which both P II and O I column densities have been measured (see Table 6). We have excluded two sightlines toward subdwarf O stars (Wood et al. 2004) since the P II column densities were determined through only one saturated line.

The sightlines are variable in terms of distances to the targets. We list twenty stars, from the Local Bubble (within 100 pc) to the distant Galactic plane (with star distances up to 5 kpc), one star in the Small Magellanic Cloud and four high-redshift damped Lyman α systems (DLAs). The sightlines also span various metallicities (from solar to $\sim$ 1/100 solar) and various color excesses. All these values are overplotted on our results in Fig. 6. The correlation between P II and O I column densities found in Sect. 4.2 still holds over more than three decades in column densities.

We notice however that in three DLAS, the P II/O I column density ratio is significantly lower than the solar P/O value. This could be the sign of a metallicity dependence of P II/O I although the measures in other low metallicity environments give solar values (Table 6). On the contrary, Welsh et al.

Table 5. Column densities of the individual clouds along each sightline. No isolated component is found in the O I λ1356 and P II λ1533 lines for HD224151.

Sightline	Component #	V_{LSR} (km s^{-1})	log N(O I)	log N(P II)	log P II/O I
HD24534	1	13.8	17.82 ± 0.06	14.42 ± 0.11	−3.40 ± 0.08
HD93222	1	−8.9	17.44 ± 0.05	14.23 ± 0.01	−3.21 ± 0.05
	2	−25.6	17.81 ± 0.02	14.48 ± 0.01	−3.33 ± 0.02
	3	3.6	17.64 ± 0.03	14.37 ± 0.02	−3.27 ± 0.04
HD99857	1	6.5	17.90 ± 0.03	14.64 ± 0.02	−3.26 ± 0.04
HD104705	1	2.2	17.62 ± 0.02	14.33 ± 0.01	−3.29 ± 0.02
	2	−30.4	16.66 ± 0.02	13.75 ± 0.09	−2.91 ± 0.09
	3	−19.9	17.11 ± 0.11	13.88 ± 0.07	−3.23 ± 0.13
HD121968	1	−10.3	17.10 ± 0.11	14.02 ± 0.09	−3.08 ± 0.15
HD124314	1	0.5	17.23 ± 0.15	13.88 ± 0.22	−3.35 ± 0.30
	2	−10.3	17.07 ± 0.13	13.54 ± 0.31	−3.53 ± 0.37
	3	−21.0	17.25 ± 0.14	13.93 ± 0.33	−3.08 ± 0.15
HD177989	1	−2.4	17.54 ± 0.05	14.19 ± 0.07	−3.35 ± 0.09
HD202347	1	−13.8	17.40 ± 0.09	14.05 ± 0.06	−3.35 ± 0.11
	2	−8.4	16.96 ± 0.13	13.61 ± 0.11	−3.35 ± 0.18
HD218915	1	−9.1	17.27 ± 0.05	13.98 ± 0.05	−3.29 ± 0.07
	2	−19.5	16.85 ± 0.13	13.51 ± 0.11	−3.34 ± 0.18

* Number within parentheses are 1–σ error bars.

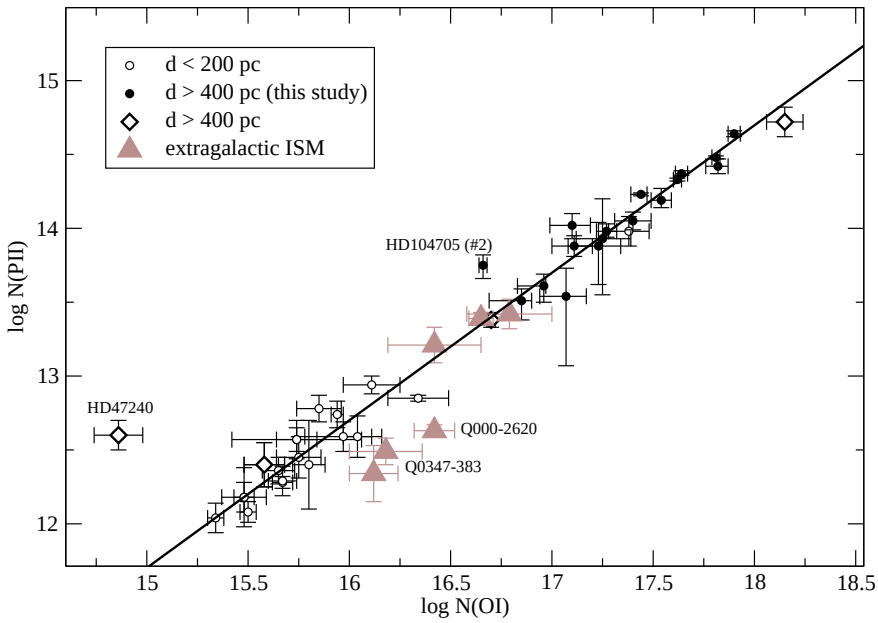


Fig. 6. Compiled measurements of P II and O I column densities found in the literature (see Table 6) overplotted on our results. Empty circles represent sightlines toward stars with distances less than 200 pc. Filled circles represent the values of this study (results plotted in Fig. 5 toward stars between ≈ 400 and ≈ 5000 pc), and diamonds represent values found in the literature toward stars with comparable distances. Finally, triangles show measures in the extragalactic ISM. The thick line represent the solar P/O proportion (Asplund et al. 2004).

Table 6. Compilation of O I and P II measurements found in the literature. The distance we report is the target distance, it is also an upper limit for the cloud distances.

Sightline	log N(O I)	log N(P II)	log P II/O I	reference	comment
WD0004+330	16.34 ± 0.15	12.85 ± 0.02	−3.50 ± 0.15	Lehner et al. 2003	Star distance D = 97 pc
WD0131−163	15.85 ± 0.11	12.78 ± 0.09	−3.07 ± 0.14	”	D = 96 pc
WD1211+332	15.74 ± 0.32	12.57 ± 0.08	−3.17 ± 0.32	”	D = 115 pc
WD1528−163	15.80 ± 0.08	12.40 ± 0.30	−3.40 ± 0.30	”	D = 140 pc
WD1631+781	15.78 ± 0.11	12.45 ± 0.14	−3.33 ± 0.17	”	D = 67 pc
WD1634−573[a]	15.50 ± 0.04	12.08 ± 0.07	−3.43 ± 0.08	”	D = 37 pc
WD1800+685	16.11 ± 0.14	12.94 ± 0.06	−3.17 ± 0.15	”	D = 159 pc
WD1844−223	15.97 ± 0.19	12.59 ± 0.10	−3.38 ± 0.20	”	D = 62 pc
WD2004−605	15.65 ± 0.08	12.36 ± 0.09	−3.29 ± 0.11	”	D = 58 pc
WD2011+395	16.04 ± 0.07	12.59 ± 0.14	−3.45 ± 0.15	”	D = 141 pc
WD2124−224	15.94 ± 0.03	12.74 ± 0.09	−3.20 ± 0.10	”	D = 224 pc
WD2211−495[b]	15.34 ± 0.04	12.04 ± 0.10	−3.30 ± 0.11	”	D = 53 pc
WD2309+105	15.67 ± 0.05	12.28 ± 0.04	−3.39 ± 0.07	”	D = 79 pc
WD2331−475	15.48 ± 0.05	12.18 ± 0.10	−3.30 ± 0.11	”	D = 82 pc
HD185418	18.15 ± 0.09	14.72 ± 0.10	−3.43 ± 0.14	Sonnentrucker et al. 2003	D = 790 pc
GD 246	15.67 ± 0.07	12.29 ± 0.10	−3.38 ± 0.13	Oliveira et al. 2003	D = 79 pc
WD 2331−475	15.48 ± 0.11	12.18 ± 0.20	−3.30 ± 0.25	”	D = 82 pc
HZ 121	15.74 ± 0.10	12.57 ± 0.13	−3.17 ± 0.17	”	D = 115 pc
ζPup	16.70 ± 0.20	13.38 ± 0.05	−3.32 ± 0.21	Morton et al. 1978	D = 450 pc
ζOph	17.38 ± 0.10	13.98 ± 0.10	−3.40 ± 0.14	Morton et al. 1975	D = 200 pc
αVir	15.58 ± 0.10	12.40 ± 0.15	−3.18 ± 0.20	York & Kinahan 1979	D = 88 pc
HD47240	14.86 ± 0.02	12.60 ± 0.10	−2.26 ± 0.10	Welsh et al. 2001	D = 1800 pc
Sk108	16.65 ± 0.06	13.39 ± 0.04	−3.26 ± 0.07	Mallouris 2003	(SMC star) Metallicity Z~$Z_\odot$/4
Q0347−383[c]	16.18 ± 0.18	12.48 ± 0.09	−3.70 ± 0.21	Ledoux et al. 2003	(DLA) Redshift z_{abs}=3.02485, Z~$Z_\odot$/10
Q0347−383[c]	16.12 ± 0.12	12.34 ± 0.19	−3.78 ± 0.24	”	(DLA) z_{abs}=3.02463, Z~$Z_\odot$/10
LLIV Arch	16.42 ± 0.23	13.21 ± 0.12	−3.21 ± 0.28	Richter et al. 2001	Z~$Z_\odot$
QSO HE 2243-6031	16.79 ± 0.21	13.42 ± 0.10	−3.37 ± 0.25	Lopez et al. 2002	(DLA) z_{abs}=2.33, Z~$Z_\odot$/12
QSO 0000−2620	16.42 ± 0.10	12.63 ± 0.04	−3.79 ± 0.11	Molaro et al. 2001	(DLA) z_{abs}=3.3901, Z~$Z_\odot$/100 (Molaro et al. 2000)

[a] Wood et al. (2002) obtained a consistent ratio log P II/O I=−3.43 ± 0.15 for this sightline.
[b] Hébrard et al. (2002) obtained a consistent ratio log P II/O I=−3.29 ± 0.23 for this sightline.
[c] Levshakov et al. (2002) found −3.63 ± 0.03 towards this QSO. We choose to quote the measurement of Ledoux et al. (2003) who obtained significantly better VLT/*UVES* data and had a particular attention on the saturation of O I lines.

(2001) found a relatively high P II/O I ratio in the high velocity gas toward HD47240, lying just behind the Monoceros Loop Supernova Remnant (SNR). This high ratio could be explained by the ionization effects of the SNR gas found by the authors.

The derived error-weighted mean P II/O I ratio of all these data points is $-3.28^{+0.15}_{-0.13}$, again consistent with the solar P/O value. Results of the previous section are thus confirmed and reinforced since P II/O I appears to be relatively homogeneous, at least within the Milky Way over nearly 5 kpc.

It is thus reasonable to propose that phosphorus, as traced by P II, can be used to trace O I column density in the diffuse ISM since there is no clear sign of differential depletion.

5. Conclusions

We investigated 10 Galactic sightlines and found that:

- P II is a good tracer of the neutral gas in most interstellar clouds and can be used as a proxy to derive the phosphorus abundance in this gaseous phase. Ionization seems to be an issue only in extreme conditions.
- There is no depletion of phosphorus in the diffuse neutral medium toward these stars.
- P II and O I column densities relate to each other in solar P/O proportions. There is no differential depletion of P II and O I.
- The oscillator strengths of the P II λ1125 and P II λ1533 lines do not suffer from significant misestimates.

Our results suggest in particular that phosphorus could be an ideal tracer of oxygen in extragalactic regions. Oxygen is of prime importance to understand the chemical evolution of galaxies. It is one of the most abundant element in the Universe and its nucleosynthesis is well known. Its abundance is there-

fore widely used to estimate the metallicity of different Galactic and extragalactic ISM gas phases. Oxygen has been in particular extensively investigated to derive H II region metallicities. However, in the neutral phase, oxygen abundance in extragalactic regions is often poorly constrained. Indeed, the O I lines detected in blue compact dwarfs (BCDs) and in giant H II regions of spiral galaxies are often saturated resulting in large error bars on the metallicity determinations. Among the BCDs for which the neutral gas has been probed so far with *FUSE*, several suffer from large systematic errors on their O I column densities, complicating further interpretation. The errors on log (O I/H I) are generally larger than ±0.5 dex (Lecavelier et al. 2004, Thuan et al. 2002, Thuan et al. 2005, Lebouteiller et al. 2004, Cannon et al. 2004). To circumvent this issue, the use of phosphorus could be a interesting new way to estimate the oxygen abundance, provided ionization corrections are not needed. However, if the spread of the P II/O I ratio is only due to ionization and not to depletion or other effects, it can reveal a useful constraint to the ionization corrections in diffuse clouds. The present study is too limited to answer the question of the metallicity dependence of the P II/O I ratio. Therefore, we cannot conclude without ambiguity on the use of phosphorus in low-metallicity environments such as DLAs.

Acknowledgements. This work was done using the code *Owens*.f developed by M. Lemoine and the *FUSE* French team. We wish to thank Guillaume Hébrar, Jean-Michel Désert and Daniel Kunth for their help and for useful discussions.

References

André, M. K., et al. 2003, ApJ, 591, 1000
Arnett, D. 1996, Supernovae and Nucleosynthesis: An Investigation of the History of Matter, from the Big Bang to the Present, by D. Arnett. Princeton: Princeton University Press, 1996.
Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A.-J. 2004, astro-ph/0410214
Cannon, J. M., McClure-Griffiths, N. M., Skillman, E. D., & Côté, S. 2004, ApJ, 607, 274
Cardelli, J. A., Meyer, D. M., Jura, M., & Savage, B. D. 1996, ApJ, 467, 334
Cartledge, S. I. B., Lauroesch, J. T., Meyer, D. M., & Sofia, U. J. 2004, ApJ, 613, 1037
Diplas, A., & Savage, B. D. 1994, ApJS, 93, 211
Dufton, P. L., Keenan, F. P., & Hibbert, A. 1986, A&A, 164, 179
Field, G. B. 1974, ApJ, 187, 453
Hébrard, G., et al. 2002, ApJS, 140, 103
Howk, J. C., Sembach, K. R., & Savage, B. D. 2000, ApJ, 543, 278
Jenkins, E. B., Savage, B. D., & Spitzer, L. 1986, ApJ, 301, 355
Jensen, A. G., Rachford, B. L., & Snow, T. P. 2005, ApJ, 619, 891
Knauth, D. C., Andersson, B.-G., McCandliss, S. R., & Moos, H. W. 2003, ApJ, 596, L51
Lebouteiller, V., Kunth, D., Lequeux, J., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Hébrard, G., & Vidal-Madjar, A. 2004, A&A, 415, 55
Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Kunth, D., Vidal-Madjar, A., Callejo, G., Ferlet, R., Hébrard, G., & Lebouteiller, V. 2004, A&A, 413, 131
Ledoux, C., Petitjean, P., & Srianand, R. 2003, MNRAS, 346, 209
Lehner, N., Jenkins, E. B., Gry, C., Moos, H. W., Chayer, P., & Lacour, S. 2003, ApJ, 595, 858
Lemoine, M., et al. 2002, ApJS, 140, 67
Levshakov, S. A., Dessauges-Zavadsky, M., D'Odorico, S., & Molaro, P. 2002, ApJ, 565, 696
Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
Lopez, S., Reimers, D., D'Odorico, S., & Prochaska, J. X. 2002, A&A, 385, 778
Mallouris, C. 2003, ApJS, 147, 265
Molaro, P., Levshakov, S. A., D'Odorico, S., Bonifacio, P., & Centurión, M. 2001, ApJ, 549, 90
Molaro, P., Bonifacio, P., Centurión, M., D'Odorico, S., Vladilo, G., Santin, P., & Di Marcantonio, P. 2000, ApJ, 541, 54
Moos, H. W., et al. 2000, ApJ, 538, L1
Morton, D. C. 2003, ApJS, 149, 205
Morton, D. C. 1991, ApJS, 77, 119
Morton, D. C. 1978, ApJ, 222, 863
Morton, D. C. 1975, ApJ, 197, 85
O'Donnell, J. E., & Mathis, J. S. 1997, ApJ, 479, 806
Oliveira, C. M., Hébrard, G., Howk, J. C., Kruk, J. W., Chayer, P., & Moos, H. W. 2003, ApJ, 587, 235
Rachford, B. L., et al. 2002, ApJ, 577, 221
Richter, P., Sembach, K. R., Wakker, B. P., Savage, B. D., Tripp, T. M., Murphy, E. M., Kalberla, P. M. W., & Jenkins, E. B. 2001, ApJ, 559, 318
Savage, B. D., Massa, D., Meade, M., & Wesselius, P. R. 1985, ApJS, 59, 397
Savage, B. D., & Sembach, K. R. 1996, ARA&A, 34, 279
Seab, C. G. 1987, ASSL Vol. 134: Interstellar Processes, 491
Sembach, K. R. 1994, ApJ, 434, 244
Snow, T. P., & Meyers, K. A. 1979, ApJ, 229, 545
Sonnentrucker, P., Friedman, S. D., Welty, D. E., York, D. G., & Snow, T. P. 2003, ApJ, 596, 350
Thuan, T. X., Lecavelier des Etangs, A., & Izotov, Y. I. 2005, ApJ, 621, 269
Thuan, T. X., Lecavelier des Etangs, A., & Izotov, Y. I. 2002, ApJ, 565, 941
Turner, B. E. 1991, ApJ, 376, 573
Turner, B. E., Tsuji, T., Bally, J., Guelin, M., & Cernicharo, J. 1990, ApJ, 365, 569
Turner, B. E., & Bally, J. 1987, ApJ, 321, L75
Welsh, B. Y., Sfeir, D. M., Sallmen, S., & Lallement, R. 2001, A&A, 372, 516
Wood, B. E., Linsky, J. L., Hébrard, G., Williger, G. M., Moos, H. W., & Blair, W. P. 2004, ApJ, 609, 838
Wood, B. E., Linsky, J. L., Hébrard, G., Vidal-Madjar, A., Lemoine, M., Moos, H. W., Sembach, K. R., & Jenkins, E. B. 2002, ApJS, 140, 91
Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1995, ApJS, 101, 181
York, D. G., & Kinahan, B. F. 1979, ApJ, 228, 127

C.2 Commentaires et perspectives

Ces résultats montrent que le phosphore n'est pas déplété sur les lignes de visée échantillonnant le gaz diffus neutre de notre Galaxie. Le rapport P/O est en accord avec la valeur solaire dans les barres d'erreur. Plusieurs autres mesures trouvées dans la littérature vers des *DLAs*, vers Sk108 dans le Petit Nuage de Magellan, etc..., qui font pourtant usage de raies différentes, sont également en bon accord. Les seules lignes de visée qui s'écartent notablement de la corrélation concernent du gaz potentiellement ionisé dans lequel P est sous forme de P II, et O est sous forme de O I *et* partiellement O II.

Le phosphore apparaît donc naturellement comme un possible traceur de l'oxygène dans divers environnements astrophysiques pourvu que les corrections d'ionisation ne soient pas un problème. Dans les galaxies bleues compactes pour lesquelles P II a été analysé, P II/O I est toujours systématiquement plus élevé que le rapport P/O solaire -3.30 ± 0.07 (Asplund et al. 2005) : $\log(\text{P II/O I}) > -2.3 \pm 0.2$ dans NGC625 (Cannon et al. 2005), -2.8 ± 1.3 dans SBS0335-052 (Thuan et al. 2005), $< -2.4 \pm 0.3$ dans IZw18 (Aloisi et al. 2003). Enfin, dans NGC604, $\log(\text{P II/O I}) = -2.6 \pm 0.1$ (voir chapitre 4). Le désaccord avec le rapport P/O solaire peut avoir deux explications possibles :
(1) P II serait en majorité présent dans le gaz ionisé et non dans le gaz neutre. Ainsi, des corrections d'ionisation aussi grandes que 0.7-1.0 dex sur la densité de colonne de P II seraient nécessaires. Ceci impliquerait notamment que la densité de colonne de l'état d'ionisation inférieure P I serait telle que [P I+P II*(neutre)*]/O I est comparable à la valeur solaire, où P II*(neutre)* représente la fraction dans le gaz neutre uniquement. L'espèce P I étant observable dans le domaine de HST/*STIS* ; cette explication peut donc être testée sur d'autres lignes de visée.
(2) Le désaccord entre P II/O I et le rapport P/O solaire serait dû à une sous-estimation de la densité de colonne de O I à cause d'effets de saturation (composantes en absorption non résolues et saturées). Cette sous-détermination serait de l'ordre de 0.7-1.0 dex. En faisant l'hypothèse que P II/O I= $(\text{P/O})_\odot$ dans les régions à formation d'étoiles − même dans un gaz à faible métallicité − nous pouvons calculer l'abondance de l'oxygène estimée en utilisant le phosphore, que l'on note O^P. Ces estimations sont reportées dans la table C.1. On voit que les abondances de l'oxygène déduites indirectement sont en bon accord avec les valeurs mesurées dans le gaz ionisé. Il est donc possible que nous nous trouvions dans le cas d'une sous-estimation de la densité de colonne de O I, et que les abondances soient similaires dans les deux phases gazeuses.

Ces explications sont toutes deux plausibles ; il est encore tôt pour en privilégier une. Une étude plus détaillée, comprenant notamment l'analyse des autres états d'ionisation du phosphore P I et P III et une modélisation utilisant des codes de photoionisation tels que `CLOUDY` permettront certainement de valider ou non l'explication de l'ionisation partielle du gaz.

TAB. C.1 – Abondance de l'oxygène dans les régions à formation d'étoiles. log (O/H) représente la mesure directe en utilisant la densité de colonne de O I. Références : Cannon et al. (2005) pour NGC625, Thuan et al. (2005) pour SBS0335-052, Aloisi et al. (2003) pour IZw18. log (O^P/H) représente la mesure indirecte utilisant P II comme traceur de O I. Les abondances de l'oxygène dans le gaz ionisée sont de Izotov & Thuan (1999).

Cible	log (O/H) gaz neutre	log (O^P/H) gaz neutre	log (O/H) gaz ionisé
NGC625	$> -4.7 \pm 0.4$	-3.7 ± 0.5	-3.8 ± 0.07
SBS0335-052	-5.0 ± 0.6	-4.6 ± 1.5	-4.70 ± 0.01
IZw18	-5.4 ± 0.3	< -4.4	-4.8 ± 0.01
NGC604	-4.4 ± 0.3	-3.7 ± 0.4^a	-3.3 ± 0.2

[a] Ne prend pas en compte la correction d'ionisation (voir section 4.5.4).

Annexe D
L'hydrogène moléculaire

D.1 Introduction

H_2 est la molécule la plus abondante de l'univers. On pense que dans l'univers actuel, les molécules H_2 se forment essentiellement sur les grains, pour en être ensuite éjectées (voir Hollenbach & Salpeter 1971). Le gaz moléculaire étant le réservoir pour former les étoiles, on s'attend en principe à en observer beaucoup, en particulier dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles. Ces galaxies sont en effet parmi les plus efficaces pour former des étoiles à un rythme élevé. Le H_2 est toutefois difficile à détecter directement. Outre les raies d'émission de l'infrarouge, il faut observer jusque dans l'UV lointain pour le mesurer en absorption (voir paragraphes suivants). Pour cette raison, d'autres molécules telles que CO sont souvent utilisées comme traceurs. Cependant, la relation entre CO et H_2 dans les objets de faible métallicité fait encore l'objet d'un débat. En effet, le carbone et l'oxygène y étant relativement déficients (par rapport à la valeur solaire), il est possible que CO n'y trace pas correctement H_2.

Les données *Copernicus*, *ORFEUS* et récemment *FUSE* ont montré que H_2 pouvait être détecté en absorption dans notre Galaxie, même dans des nuages aux faibles densités de colonne de H I ($\lesssim 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$). Ce sont des raies rotationnelles-vibrationnelles des bandes Lyman et Werner ; elles tracent le gaz diffus relativement froid ($\sim$ 100-1000 K). Les molécules H_2 absorbant des photon de l'UV lointain sont excitées vers un niveau électronique plus élevé. S'en suit une fluorescence vers l'état électronique fondamental par le biais de "cascades" à travers les transitions rotationnelles et vibrationnelles. Les excitations et cascades successives peuplent les niveaux excités rotationnels de l'état fondamental électronique et vibrationnel. Avec *FUSE*, on observe les raies de H_2 dans chaque niveau rotationnel J de l'état vibrationnel fondamental.

H_2 est aussi détecté avec *FUSE* dans les Nuages de Magellan (voir par exemple Friedman et al. 2000 et Shull et al. 2000). Tumlinson et al. (2002) détectent du H_2 diffus dans 92% des lignes de visée vers les sources brillantes du Petit Nuage de Magellan. Les valeurs typiques de températures rotationnelles mesurées dans la Voie Lactée et les Nuages de Magellan sont $80 - 130$ K (Shull et al. 2000), $30 - 400$ K (Tumlinson et al. 2002). La température rotationnelle est définie comme :

$$T_{01} = \frac{\Delta E_{01}/k}{\ln[(g_1/g_0)N(0)/N(1)]} = \frac{171\ \mathrm{K}}{\ln[9N(0)/N(1)]}, \tag{D.1}$$

où $N(0)$ et $N(1)$ sont les densités de colonne de H_2 dans les niveaux rotationnels $J = 0$

et 1, g_0 et g_1 sont les poids statistiques. Noter que cette valeur de la température devrait s'identifier à la température cinétique du gaz dans les nuages de haute densité, dans lesquels la population des niveaux est dominée par les collisions. Cependant, H_2 n'a pas encore été détecté dans les galaxies bleues compactes (Vidal-Madjar et al. 2000 ; Heckman et al. 2001 ; Thuan et al. 2002; 2005 ; Aloisi et al. 2003 ; Lebouteiller et al. 2004 ; Lecavelier des Etangs et al. 2004). Dans leur échantillon de galaxies à flambée de formation d'étoiles aux métallicité telles que $8.0 < 12 + \log(\mathrm{O/H}) < 9.3$, Hoopes et al. (2004) ne trouvent que des valeurs limites supérieures sur les fractions d'hydrogène moléculaire $f(\mathrm{H_2}) < 10^{-4}$, où :

$$f(\mathrm{H_2}) = \frac{2N(\mathrm{H_2})}{[2N(\mathrm{H_2}) + N(\mathrm{H\,I})]} \tag{D.2}$$

Ainsi, H_2 semble être absent au moins dans quelques objets à formation d'étoiles de l'univers local, même quand CO y est détecté en émission. Il faut noter que *FUSE* n'échantillonne que le gaz diffus ; les nuages moléculaires denses où CO est présent ne participent pas au spectre d'absorption intégré. Il suffit en effet de très peu de poussières pour éteindre les sources ultraviolettes en arrière-plan. Les valeurs extrêmement faibles de $f(\mathrm{H_2})$ sont ainsi certainement dues au fait que la plupart du H_2 se trouve dans des nuages denses. D'autre part, quand bien même ces nuages contribueraient au spectre global, il est probable que le facteur de remplissage des nuages moléculaires dans le MIS soit très faible par rapport au nombre de lignes de visée. Un effet de métallicité dans ces régions, dû à une sous-abondance de C et O, accentuerait encore le désaccord entre les quantités de H_2 et CO dans les galaxies bleues compactes peu métalliques.

Pourquoi ne détecte-t'on pas non plus de H_2 diffus ? Le biais observationnel favorisant les lignes de visée les plus diffuses pourrait encore en être responsable. Même si les lignes de visée légèrement plus denses ne sont pas complètement éteintes, elles ne participent pas notablement au spectre global. cependant, les valeurs limites supérieures de la quantité de H_2 vers les régions de formation d'étoiles sont cohérentes avec la relation H_2−H I dans le gaz diffus de la Galaxie (Savage et al. 1977). On ne peut néanmoins pas exclure que H_2 soit réellement déficient. Dans les Nuages de Magellan, $f(\mathrm{H_2})$ est par exemple de l'ordre de 10^{-2} comparé à 10^{-1} dans la Galaxie, pour des lignes de visée aux rougissements similaires (Tumlinson et al. 2002).

Le manque de H_2 dans le gaz diffus des galaxies à flambée de formation d'étoiles par rapport à notre Galaxie peut être expliqué par la formation inhibée du H_2 (dû à la faible abondance de grains et à la faible densité volumique de H I) et une destruction efficace (par le rayonnement UV intense des régions de formation d'étoiles). La poussière, quant à elle, est toujours présente car on observe un rougissement pour ces mêmes lignes de visée diffuses (sauf peut-être dans la galaxie bleue compacte IZw18 où la poussière n'a pas encore détectée).

D.2 Détections de H_2 dans des cibles extragalactiques proches

FUSE est désormais l'unique spectroscope permettant d'observer les raies d'hydrogène moléculaire en absorption. En utilisant ce télescope, Cannon et al. (2004) ont détecté du H_2 dans la galaxie à flambée de formation d'étoiles NGC625. Les niveaux rotationnels $J = 0$, 1 et 2 y ont été détectés. La phase gazeuse tracée par H_2 est relativement froide et peu turbulente. La température rotationnelle calculée est de $\sim$ 70-90 K.

Il se pourrait que le H_2 diffus soit décalé vers le rouge par rapport aux espèces neutres ($v = 401 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ contre $392 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}}$).

H_2 a également été détecté avec *FUSE* dans la galaxie spirale naine M33, vers les régions H II géantes NGC588, NGC592 et NGC595 (Bluhm et al. 2003). Les auteurs n'observe aucune raie dans NGC604, tandis que Keel et al. (2004) remarquent simplement une possible détection.

D.3 Détection de H_2 dans NGC604

Bien que CO ait été détecté dans NGC604 (voir par exemple Viallefond et al. 1992 ; Wilson & Scoville 1992), il n'est pas certain que H_2 puisse l'être, étant donné les difficultés évoquées dans la section D.1. Deux études ont déjà échouée dans leur tentative (voir section précédente). Profitant des possibilités offertes par la procédure d'ajustements des profils `Owens`, développée à l'IAP par M. Lemoine et l'équipe française de *FUSE*, nous avons entrepris d'effectuer une nouvelle démarche. Le programme `Owens` permet l'ajustement *simultané* des raies d'absorption d'une ou plusieurs espèces (voir section 3.2.2). Dès lors, il est possible de déterminer les densités de colonne de H_2 dans les différents niveaux rotationnels en bénéficiant du nombre considérable de raies disponibles. L'ajustement simultané de nombreuses raies − même faibles − d'une même espèce revient à combiner les informations de toutes les absorptions. Nous utilisons les longueurs d'onde et forces d'oscillateur de Abgrall et al. (1993a;b; 2000).

Nous détectons l'hydrogène moléculaire dans NGC604[1], dans les deux observations *FUSE* LWRS et MDRS (voir les spectres dans l'annexe B). Les niveaux de détection sont confortables et contrastent avec l'échec de Bluhm et al. (2003). Cette réussite est rendue possible par l'ajustement simultané de plusieurs dizaines de raies. Dans la table D.1 nous reportons les niveaux de détection et les densités de colonne mesurées pour chaque niveau rotationnel.

Nous avons utilisé ces résultats pour tracer le diagramme de d'excitation (figure D.1)

[1]Nous ne détectons pas de H_2 provenant de la composante à vitesse intermédiaire sur la ligne de visée (voir section 4.3.3).

Tab. D.1 – Densités de colonne du H_2 pour les deux observations *FUSE*. Les erreurs sont à 2σ. La densité de colonne totale reportée $H_{2,\mathrm{tot}}$ est obtenue en sommant tous les niveaux rotationnels détectés. Les niveaux supérieurs à $J = 4$ ne sont pas détectés ; nous négligeons en première approximation leur contribution. Noter que pour un niveau rotationnel donné, le niveau de détection est calculé (avec la méthode du χ^2) en utilisant *toutes* les raies.

	$H_{2,\mathrm{J=0}}$	$H_{2,\mathrm{J=1}}$	$H_{2,\mathrm{J=2}}$	$H_{2,\mathrm{J=3}}$	$H_{2,\mathrm{J=4}}$
LWRS	$16.39^{+0.20}_{-0.29}$	$16.51^{+0.23}_{-0.31}$	$15.12^{+0.49}_{-0.53}$	$16.17^{+0.30}_{-0.57}$	$14.40^{+0.48}_{-0.60}$
niveau de détection	$\sim 12\sigma$	$\sim 14\sigma$	$\sim 7\sigma$	$\sim 13\sigma$	$\sim 4\sigma$
$H_{2,\mathrm{tot}}$: $16.86^{+0.25}_{-0.34}$					
MDRS	$16.08^{+0.32}_{-0.47}$	$16.60^{+0.16}_{-0.28}$	$15.08^{+0.58}_{-1.20}$	$16.29^{+0.22}_{-0.39}$	$14.30^{+1.12}_{-3.30}$
niveau de détection	$\sim 6\sigma$	$\sim 6\sigma$	$\sim 2.5\sigma$	$\sim 6\sigma$	$\sim 2\sigma$
$H_{2,\mathrm{tot}}$: $16.86^{+0.23}_{-0.36}$					

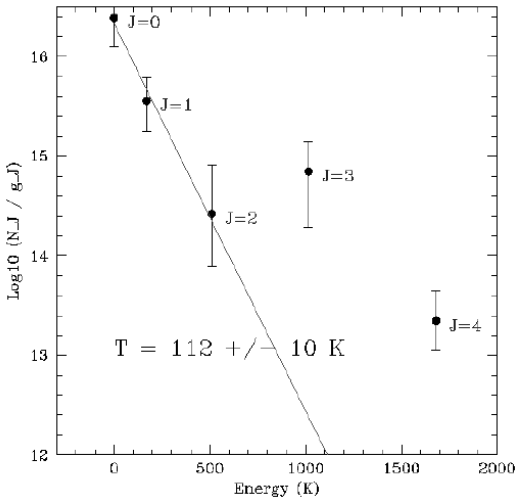


FIG. D.1 – Diagramme d'excitation du H_2 diffus dans NGC604. Les densités de colonne des niveaux rotationnels divisés par les poids statistiques sont tracées en fonction de l'énergie d'excitation. Le rapport des niveaux $J = 0$ et 1 donnent une température rotationnelle de $T_{01} = 112 \pm 10$ K.

et calculer la température rotationnelle qui vaut $T_{01} = 112 \pm 10$ K. Cette valeur s'accorde bien avec les différentes mesures effectuées dans le MIS de la Voie Lactée et des Nuages de Magellan. Nous remarquons que la vitesse des raies de H_2 est -250.4 ± 2.1 km s^{-1} dans l'observation LWRS, et -252.2 ± 3.4 km s^{-1} dans la MDRS, ce qui est légèrement décalé vers le bleu par rapport à la vitesse des espèces neutres (voir section 4.5.2), bien que cohérent dans les barres d'erreurs.

Puisque l'essentiel de l'hydrogène moléculaire devrait se trouver dans les niveaux rotationnels faibles (comme il est observé par Tumlinson et al. (2002) dans les Nuages de Magellan), nous calculons la densité de colonne totale de H_2 en sommant les niveaux J = 0-4. Nous trouvons des valeurs similaires dans les deux observations, avec $\log N(\mathrm{H}_{2,\mathrm{tot}}) \approx 16.86$ (voir tableau D.1). La fraction d'hydrogène moléculaire résultante est 2.6×10^{-4} (voir la section 4.4.1 pour la détermination de la densité de colonne de H I). Cette mesure extrêmement faible se compare bien aux valeurs limites supérieures calculées par Hoopes et al. (2004) dans quelques galaxies à formation d'étoiles et indique que la plupart du H_2 se trouve dans des nuages denses invisibles en UV lointain.

Bibliographie générale

Abgrall H., Roueff E., Launay F., Roncin J.Y., Subtil J.L., Oct. 1993a, A&AS, 101, 273

Abgrall H., Roueff E., Launay F., Roncin J.Y., Subtil J.L., Oct. 1993b, A&AS, 101, 323

Abgrall H., Roueff E., Drira I., Jan. 2000, A&AS, 141, 297

Allen R.J., 2002a, In : ASP Conf. Ser. 273 : The Dynamics, Structure AMP History of Galaxies : A Workshop in Honour of Professor Ken Freeman, 183–+

Allen R.J., Dec. 2002b, In : ASP Conf. Ser. 276 : Seeing Through the Dust : The Detection of HI and the Exploration of the ISM in Galaxies, 288–+

Aloisi A., Savaglio S., Heckman T.M., et al., Oct. 2003, ApJ, 595, 760

Asplund M., Grevesse N., Sauval A.J., Sep. 2005, In : ASP Conf. Ser. 336 : Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, 25–+

Bluhm H., de Boer K.S., Marggraf O., Richter P., Wakker B.P., Feb. 2003, A&A, 398, 983

Bohlin R.C., Savage B.D., Drake J.F., Aug. 1978, ApJ, 224, 132

Bouchet P., Lequeux J., Maurice E., Prevot L., Prevot-Burnichon M.L., Aug. 1985, A&A, 149, 330

Bruhweiler F.C., Miskey C.L., Smith Neubig M., Jun. 2003, AJ, 125, 3082

Calzetti D., Dec. 2001, PASP, 113, 1449

Cannon J.M., Dohm-Palmer R.C., Skillman E.D., et al., Dec. 2003, AJ, 126, 2806

Cannon J.M., McClure-Griffiths N.M., Skillman E.D., Côté S., May 2004, ApJ, 607, 274

Cannon J.M., Skillman E.D., Sembach K.R., Bomans D.J., Jan. 2005, ApJ, 618, 247

Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., Oct. 1989, ApJ, 345, 245

Cardelli J.A., Meyer D.M., Jura M., Savage B.D., Aug. 1996, ApJ, 467, 334

Churchwell E., Goss W.M., Mar. 1999, ApJ, 514, 188

Clayton D.D., Pantelaki I., Aug. 1986, ApJ, 307, 441

Deharveng J.M., Albrecht R., Barbieri C., et al., Aug. 1994, A&A, 288, 413

Dekel A., Silk J., Apr. 1986, ApJ, 303, 39

Dennerl K., Haberl F., Aschenbach B., et al., Jan. 2001, A&A, 365, L202

Deul E.R., den Hartog R.H., Mar. 1990, A&A, 229, 362

Deul E.R., van der Hulst J.M., Feb. 1987, A&AS, 67, 509

Dickey J.M., Brinks E., Mar. 1993, ApJ, 405, 153

D'Odorico S., Rosa M., Sep. 1981, ApJ, 248, 1015

Drissen L., Moffat A.F.J., Shara M.M., Apr. 1993, AJ, 105, 1400

Esteban C., Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rodríguez M., Dec. 2002, ApJ, 581, 241

Esteban C., García-Rojas J., Peimbert M., et al., Jan. 2005, ApJL, 618, L95

Ferland G.J., Korista K.T., Verner D.A., et al., Jul. 1998, PASP, 110, 761

Fitzpatrick E.L., Nov. 1986, AJ, 92, 1068

Fraternali F., van Moorsel G., Sancisi R., Oosterloo T., Jun. 2002, AJ, 123, 3124

Freedman W.L., Wilson C.D., Madore B.F., May 1991, ApJ, 372, 455

Friedman S.D., Howk J.C., Andersson B.G., et al., Jul. 2000, ApJL, 538, L39

González Delgado R.M., Pérez E., Sep. 2000, MNRAS, 317, 64

Gonzalez Delgado R.M., Leitherer C., Heckman T., Nov. 1997, ApJ, 489, 601

Hébrard G., Friedman S.D., Kruk J.W., et al., Oct. 2002, PLANSS, 50, 1169

Heckman T.M., Sembach K.R., Meurer G.R., et al., Jun. 2001, ApJ, 554, 1021

Heiles C., Apr. 1975, A&AS, 20, 37

Henry R.B.C., Howard J.W., Jan. 1995, ApJ, 438, 170

Hobbs L.M., Jul. 1974, ApJ, 191, 395

Hodge P., 1989, ARAA, 27, 139

Hollenbach D., Salpeter E.E., Jan. 1971, ApJ, 163, 155

Hoopes C.G., Sembach K.R., Heckman T.M., et al., Sep. 2004, ApJ, 612, 825

Howk J.C., Savage B.D., Jun. 1999, ApJ, 517, 746

Howk J.C., Savage B.D., Fabian D., Nov. 1999, ApJ, 525, 253

Hunter D.A., Baum W.A., O'Neil E.J., Lynds R., Jan. 1996, ApJ, 456, 174

Ikeuchi S., Norman C.A., Jan. 1987, ApJ, 312, 485

Israel F.P., Gatley I., Matthews K., Neugebauer G., Jan. 1982, A&A, 105, 229

Izotov Y.I., Thuan T.X., Feb. 1999, ApJ, 511, 639

Izotov Y.I., Thuan T.X., Jul. 2000, New Astronomy Review, 44, 329

Izotov Y.I., Lipovetsky V.A., Chaffee F.H., et al., Feb. 1997a, ApJ, 476, 698

Izotov Y.I., Thuan T.X., Lipovetsky V.A., Jan. 1997b, ApJS, 108, 1

Jenkins E.B., May 1986, ApJ, 304, 739

Kalberla P.M.W., Westphalen G., Mebold U., Hartmann D., Burton W.B., Apr. 1998, A&A, 332, L61

Keel W.C., Holberg J.B., Treuthardt P.M., Jul. 2004, AJ, 128, 211

Kobulnicky H.A., 1998, In : ASP Conf. Ser. 147 : Abundance Profiles : Diagnostic Tools for Galaxy History, 108–+

Kobulnicky H.A., Skillman E.D., Roy J.R., Walsh J.R., Rosa M.R., Mar. 1997, ApJ, 477, 679

Koornneef J., Mar. 1982, A&A, 107, 247

Kunth D., Östlin G., 2000, A&AR, 10, 1

Kunth D., Sargent W.L.W., Jan. 1986, ApJ, 300, 496

Kunth D., Lequeux J., Sargent W.L.W., Viallefond F., Feb. 1994, A&A, 282, 709

Kwitter K.B., Aller L.H., Jun. 1981, MNRAS, 195, 939

Lebouteiller V., Kunth D., Lequeux J., et al., Feb. 2004, A&A, 415, 55

Lebouteiller V., Kuassivi, Ferlet R., Nov. 2005, A&A, 443, 509

Lecavelier des Etangs A., Désert J.M., Kunth D., et al., Jan. 2004, A&A, 413, 131

Lee H., Skillman E.D., Oct. 2004, ApJ, 614, 698

Legrand F., Kunth D., Roy J.R., Mas-Hesse J.M., Walsh J.R., Mar. 2000, A&A, 355, 891

Legrand F., Tenorio-Tagle G., Silich S., Kunth D., Cerviño M., Oct. 2001, ApJ, 560, 630

Leitherer C., Ferguson H.C., Heckman T.M., Lowenthal J.D., Nov. 1995, ApJL, 454, L19+

Leitherer C., Schaerer D., Goldader J.D., et al., Jul. 1999, ApJS, 123, 3

Leitherer C., Li I.H., Calzetti D., Heckman T.M., Jun. 2002, ApJS, 140, 303

Lemoine M., Vidal-Madjar A., Hébrard G., et al., May 2002, ApJS, 140, 67

Lequeux J., 2005, The interstellar medium, The interstellar medium, Translation from the French language edition of : Le Milieu Interstellaire by James Lequeux, EDP Sciences, 2003 Edited by J. Lequeux. Astronomy and astrophysics library, Berlin : Springer, 2005

Lequeux J., Viallefond F., Nov. 1980, A&A, 91, 269

Lisenfeld U., Ferrara A., Mar. 1998, ApJ, 496, 145

Macfarlane J.J., Waldron W.L., Corcoran M.F., et al., Dec. 1993, ApJ, 419, 813

Maíz-Apellániz J., Pérez E., Mas-Hesse J.M., Sep. 2004, AJ, 128, 1196

Martin C.L., Kobulnicky H.A., Heckman T.M., Aug. 2002, ApJ, 574, 663

Mas-Hesse J.M., Kunth D., Jun. 1991, A&AS, 88, 399

Matthews L.D., Wood K., Aug. 2003, ApJ, 593, 721

McClure R.D., Racine R., Oct. 1969, AJ, 74, 1000

Meixner M., Tielens A.G.G.M., Mar. 1993, ApJ, 405, 216

Melnick J., Jun. 1980, A&A, 86, 304

Meurer G.R., Staveley-Smith L., Killeen N.E.B., Nov. 1998, MNRAS, 300, 705

Meyer D.M., Jura M., Cardelli J.A., Jan. 1998, ApJ, 493, 222

Miskey C.L., Bruhweiler F.C., Jun. 2003, AJ, 125, 3071

Moos H.W., Cash W.C., Cowie L.L., et al., Jul. 2000, ApJL, 538, L1

Morton D.C., Sep. 1991, ApJS, 77, 119

Morton D.C., Nov. 2003, ApJS, 149, 205

Newton K., Mar. 1980, MNRAS, 190, 689

Noeske K.G., Guseva N.G., Fricke K.J., et al., Sep. 2000, A&A, 361, 33

Oey M.S., Shields J.C., Aug. 2000, ApJ, 539, 687

Origlia L., Ranalli P., Comastri A., Maiolino R., May 2004, ApJ, 606, 862

Papaderos P., Loose H.H., Thuan T.X., Fricke K.J., Dec. 1996, A&AS, 120, 207

Pellerin A., Fullerton A.W., Robert C., et al., Nov. 2002, ApJS, 143, 159

Pettini M., Lipman K., May 1995, A&A, 297, L63+

Pfenniger D., Combes F., May 1994, A&A, 285, 94

Pfenniger D., Combes F., Martinet L., May 1994, A&A, 285, 79

Pustilnik S.A., Brinks E., Thuan T.X., Lipovetsky V.A., Izotov Y.I., Mar. 2001, AJ, 121, 1413

Recchi S., Matteucci F., D'Ercole A., Apr. 2001, MNRAS, 322, 800

Recchi S., Matteucci F., D'Ercole A., Tosi M., Mar. 2002, A&A, 384, 799

Rieschick A., Hensler G., 2000, In : ASP Conf. Ser. 215 : Cosmic Evolution and Galaxy Formation : Structure, Interactions, and Feedback, 130–+

Robert C., Pellerin A., Aloisi A., et al., Jan. 2003, ApJS, 144, 21

Rodríguez M., Esteban C., Jun. 2004, In : IAU Symposium, 198–+

Rogerson J.B., Spitzer L., Drake J.F., et al., May 1973, ApJL, 181, L97+

Roy J.R., Kunth D., Feb. 1995, A&A, 294, 432

Russell S.C., Dopita M.A., Sep. 1990, ApJS, 74, 93

Sandage A., Johnson H.L., Jul. 1974, ApJ, 191, 63

Savage B.D., Sembach K.R., Sep. 1991, ApJ, 379, 245

Savage B.D., Sembach K.R., Oct. 1996, ApJ, 470, 893

Savage B.D., Drake J.F., Budich W., Bohlin R.C., Aug. 1977, ApJ, 216, 291

Savaglio S., Glazebrook K., Abraham R.G., et al., Feb. 2004, ApJ, 602, 51

Schmidt M., Mar. 1959, ApJ, 129, 243

Schulte-Ladbeck R.E., Hopp U., Greggio L., Crone M.M., Drozdovsky I.O., Jun. 2001, AJ, 121, 3007

Searle L., Sargent W.L.W., Bagnuolo W.G., Jan. 1973, ApJ, 179, 427

Sfeir D.M., Lallement R., Crifo F., Welsh B.Y., Jun. 1999, A&A, 346, 785

Shull J.M., Tumlinson J., Jenkins E.B., et al., Jul. 2000, ApJL, 538, L73

Skillman E.D., Kennicutt R.C., Jul. 1993, ApJ, 411, 655

Skillman E.D., Tolstoy E., Cole A.A., et al., Oct. 2003, ApJ, 596, 253

Snow T.P., Witt A.N., Sep. 1996, ApJL, 468, L65+

Sofia U.J., Jenkins E.B., May 1998, ApJ, 499, 951

Sonnentrucker P., Friedman S.D., Welty D.E., York D.G., Snow T.P., Oct. 2003, ApJ, 596, 350

Stasińska G., Jul. 2000, New Astronomy Review, 44, 275

Stasinska G., Jun. 1990, A&AS, 83, 501

Steigman G., Strittmatter P.A., Williams R.E., Jun. 1975, ApJ, 198, 575

Swaters R.A., Sancisi R., van der Hulst J.M., Dec. 1997, ApJ, 491, 140

Tenorio-Tagle G., Apr. 1996, AJ, 111, 1641

Tenorio-Tagle G., Muñoz-Tuñón C., Pérez E., Maíz-Apellániz J., Medina-Tanco G., Oct. 2000, ApJ, 541, 720

Thuan T.X., Martin G.E., Aug. 1981, ApJ, 247, 823

Thuan T.X., Izotov Y.I., Lipovetsky V.A., May 1996, ApJ, 463, 120

Thuan T.X., Lecavelier des Etangs A., Izotov Y.I., Feb. 2002, ApJ, 565, 941

Thuan T.X., Hibbard J.E., Lévrier F., Aug. 2004, AJ, 128, 617

Thuan T.X., Lecavelier des Etangs A., Izotov Y.I., Mar. 2005, ApJ, 621, 269

Tielens A.G.G.M., 1995, In : ASP Conf. Ser. 73 : From Gas to Stars to Dust, 3–22

Tsamis Y.G., Péquignot D., Oct. 2005, MNRAS, 940–+

Tsamis Y.G., Barlow M.J., Liu X.W., Danziger I.J., Storey P.J., Jan. 2003, MNRAS, 338, 687

Tumlinson J., Shull J.M., Rachford B.L., et al., Feb. 2002, ApJ, 566, 857

Velden L., 1970, In : IAU Symp. 38 : The Spiral Structure of our Galaxy, 164–+

Viallefond F., Thuan T.X., Jun. 1983, ApJ, 269, 444

Viallefond F., Lequeux J., Comte G., 1987, In : Starbursts and Galaxy Evolution, 139–143

Viallefond F., Boulanger F., Cox P., et al., Nov. 1992, A&A, 265, 437

Vidal-Madjar A., Kunth D., Lecavelier des Etangs A., et al., Jul. 2000, ApJL, 538, L77

Viegas S.M., Sep. 1995, MNRAS, 276, 268

Vílchez J.M., Iglesias-Páramo J., Nov. 1998, ApJ, 508, 248

Vilchez J.M., Pagel B.E.J., Diaz A.I., Terlevich E., Edmunds M.G., Dec. 1988, MNRAS, 235, 633

Vladilo G., Centurión M., Bonifacio P., Howk J.C., Aug. 2001, ApJ, 557, 1007

Wakker B.P., Savage B.D., Sembach K.R., et al., May 2003, ApJS, 146, 1

Walborn N.R., Fullerton A.W., Crowther P.A., et al., Aug. 2002, ApJS, 141, 443

Walsh J.R., Roy J.R., Jul. 1989, MNRAS, 239, 297

Walsh J.R., Roy J.R., May 1993, MNRAS, 262, 27

White S.D.M., Rees M.J., May 1978, MNRAS, 183, 341

Wilson C.D., Matthews B.C., Dec. 1995, ApJ, 455, 125

Wilson C.D., Scoville N., Feb. 1992, ApJ, 385, 512

Zwicky F., Zwicky M.A., 1971, Catalogue of selected compact galaxies and of post-eruptive galaxies, Guemligen : Zwicky, |c1971