

YVAN DUTIL

**LES ABONDANCES CHIMIQUES
DANS LES GALAXIES SPIRALES
DE TYPE PRÉCOCE**

Thèse
présentée
à la Faculté des études supérieures
de l'Université Laval
pour l'obtention
du grade de Philosophiæ Doctor (Ph. D.)

Département de physique
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

FÉVRIER 1998

© Yvan Dutil 1998



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

Our file *Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-26059-3

Canada

Résumé

Les galaxies évoluent-elles? Dans le cadre de cette thèse, j'ai étudié les profils d'abondance de huit galaxies spirales de type précoce. Ces observations complètent les études déjà existantes qui se sont surtout attardées à des galaxies de type tardif. Mes observations montrent que les abondances varient peu à travers le disque de ces galaxies. Ces observations tendent à indiquer que les galaxies de type précoce présentent des profils d'abondance similaires aux galaxies barrées, et ce même si elles n'ont pas de barre. Ceci renforce l'idée que les galaxies changeraient de type morphologique sous l'effet d'instabilités comme les barres. Celle-ci finirait par se dissoudre, laissant comme fossile une variation radiale faible des abondances, produite par le brassage à grande échelle du gaz par la barre.

Résumé

Les galaxies spirales présentent une distribution continue de formes et de propriétés physiques. À l'heure actuelle, il existe deux écoles de pensée au sujet de la nature de ces propriétés morphologiques des galaxies. Pour certaines elles sont innées, pour d'autres elles sont acquises. Les gradients d'abondance nébulaires, de par leur sensibilité aux mouvements à grande échelle du gaz et au taux de formation stellaire, offrent une possibilité de trancher dans ce débat. Toutefois, jusqu'ici, on a surtout observé les gradients d'abondance dans les galaxies de type tardif. Le premier objectif de cette thèse est d'enrichir l'échantillon de galaxies de type précoce observées. Le second objectif est de démontrer qu'il y a déjà eu une barre dans les galaxies de type précoce et, si possible, de chercher des traces d'interactions dans ces galaxies.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai observé huit galaxies de type précoce. Mes observations indiquent que ces galaxies présentent des profils d'abondance dont les caractéristiques se rapprochent des galaxies barrées, même si certaines ne présentent pas de barres. Ce résultat renforce l'hypothèse selon laquelle les galaxies changent de type morphologique au cours du temps sous l'effet d'instabilités comme les barres.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse Jean-René Roy. Il a toujours pris le temps de me conseiller lors de ses brefs passages à Québec entre deux réunions du projet Gemini. Ses conseils éclairés ont beaucoup enrichi cette thèse en terme de rigueur et de qualité.

Je tiens aussi à remercier les autres membres du corps professoral: Carmelle Robert, Eduardo Hardy, Serge Pineault et Gilles Joncas. Ils ont toujours été disponibles lorsque j'avais besoin d'un conseil d'expert ... ou d'une signature pour venir à bout d'un problème administratif.

Je dois beaucoup à Daniel Friedli qui m'a permis de mieux concevoir la dynamique d'évolution des galaxies.

Un merci spécial pour Laurent Drissen! Des recoins du laboratoire informatique au sommet du Mauna Kea, son support technique et moral fut des plus appréciés. Ses efforts continus pour maintenir mes disques rigides en fonction m'ont permis de terminer cette thèse dans des délais raisonnables.

Je tiens à remercier Francine Dufour et Diane Côté, les secrétaires, sans qui je ne serais pas encore sorti des dédales abyssaux de l'administration universitaire.

Il ne faut pas non plus oublier Bernard Malenfant, Ghislain Turcotte, François Urbain pour le support qu'ils m'ont apporté durant mes nombreuses nuits à l'observatoire. La cuisine de madame Breault me hantera longtemps durant les longues nuits de travail. N'oublions pas Roger Hajaar qui s'est substitué aux techniciens pour me rendre service. Je crois que sans lui ces nuits d'observation n'auraient pas été aussi mémorables. Je n'oublierai pas le travail d'orfèvre de Gaétan Pigeon, le fruit de son travail ne m'a jamais laisser tomber.

Aux confrères de travail, proches ou lointains, je vous remercie. Vos conseils, votre aide, vos farces et vos plaintes m'ont permis de passer à travers cette thèse de façon beaucoup plus agréable. Merci donc Sonya, Stéphanie, Grégoire, Anne, Mario, Dany, Daniel et Marc-Antoine! Je dois noter la contribution toute particulière de Dominique, mon compagnon d'arme. Ses râles, ses cris et ses plaintes m'ont remonté le moral dans les moments difficiles lors de la rédaction de cette thèse!

Crédits

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé les outils suivants:

- Le compilateur de texte \LaTeX .
- La **NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)**, opérée par le Jet Propulsion Laboratory et le California Institute of Technology, grâce à un contrat avec la National Aeronautics and Space Administration.
- Le **Centre Canadien de Données Astronomiques**, opéré par le Dominion Astronomical Observatory pour le l'Institut Herzberg d'astrophysique du Conseil National de la Recherche du Canada.
- Le **NASA Astrophysics Data System Abstract Service**.
- **IRAF**, écrit et suporté par le "Iraf programming group" du National Optical Astronomy Observatories (NOAO) à Tuscon, Arizona. NOAO est opéré pas l'Association of Universities for Reasearch in Astronomy (AURA), Inc. sous une entente de coopération avec la National Science Foundation.
- Les **Digitized Sky Surveys**, produits par le Space Telescope Science Institute

grâce à une subvention du gouvernement des États-Unis NAG W-2166. Les images de ces relevés sont basées sur des données obtenues à l'aide du Oschin Schmidt Telescope du Mont Palomar et avec le télescope UK Schmidt. Les plaques photographiques ont été converties dans leur forme numérique compressées avec l'accord de ces institutions.

- Le télescope de l'Observatoire du mont Mégantic, opéré conjointement par l'Université de Montréal et l'Université Laval. L'observatoire est aussi supporté par le CRSNG et le FCAR (subvention centre).
- Le télescope Canada-France-Hawaii, opéré par le Conseil National de la Recherche du Canada, le Centre National de la Recherche Scientifique de la France et l'Université d'Hawaii.

Table des matières

Résumé court	ii
Résumé	iii
Remerciements	iv
Crédits	vi
Liste des figures	xvii
Liste des tableaux	xxiv
Introduction	2
1.1 Historique	3

1.2	Classification morphologique des galaxies spirales	5
1.3	Propriétés générales des galaxies spirales	10
1.4	Évolution dynamique des galaxies	13
1.5	Évolution chimique des galaxies	16
1.5.1	Le modèle en boîte fermée	16
1.5.2	Le modèle disque-sphéroïde	19
1.5.3	Le modèle avec accrétion	20
1.5.4	Modèles multiphase	22
1.6	Gradients d'abondance	23
1.7	Problématique: La séquence de Hubble est-elle une séquence évolutive?	33
2	Observations et traitement des données	35
2.1	Introduction	35
2.2	L'échantillon de galaxies	37
2.2.1	Critères de sélection	38
2.2.2	Galaxies individuelles	39

TABLE DES MATIÈRES

x

NGC 1068	39
NGC 2460	43
NGC 2841	46
NGC 3351	49
NGC 3368	52
NGC 4258	55
NGC 4501	58
NGC 7331	61
2.3 Les observations en imagerie spectrophotométrique	64
2.3.1 Utilisation des filtres interférentiels	65
2.4 Traitement des images	67
2.4.1 Traitement de base	67
2.4.2 Plages uniformes	67
2.4.3 Soustraction de la lumière diffusée	68
2.4.4 Correction <i>a posteriori</i> de l'uniformité	69

TABLE DES MATIÈRES

xi

2.4.5	Correction des problèmes dus à la rémanence	69
2.4.6	Alignement des images	71
2.4.7	Combinaison des images	72
2.4.8	Soustraction du fond du ciel	75
2.4.9	Soustraction du continu stellaire sous-jacent	76
	Méthode de décorrélation maximale	76
	Méthode de minimisation de l'erreur	78
	Optimisation de la couleur	80
2.5	Observations spectroscopiques	86
2.5.1	Le spectrographe de l'OMM	86
2.5.2	Le spectrographe MOS	86
2.6	Réduction des spectres longue fente	87
2.6.1	Traitement de base	87
2.6.2	Soustraction de la lumière diffusée	88
2.6.3	Uniformisation de la réponse spatiale	88

TABLE DES MATIÈRES

xii

2.6.4	Étalonnage en longueur d'onde	88
2.6.5	Extraction du spectre	89
2.7	Étalonnage spectrophotométrique	90
2.7.1	Correction pour l'extinction atmosphérique	90
2.7.2	Courbe de réponse du système	91
2.7.3	Étalonnage en flux	92
2.8	Réduction des données MOS	92
2.8.1	Correction de la distorsion géométrique	93
2.8.2	Soustraction du fond de ciel	96
2.8.3	Procédure automatique	97
2.9	Étalonnage en flux des images monochromatiques	97
2.9.1	Vérification de l'étalonnage	101
2.9.2	Limite fondamentale de la technique spectroscopique	104
3	Considérations statistiques	106
3.1	Introduction	106

3.2	Calcul du rapport signal sur bruit	107
3.2.1	Calcul du rapport signal sur bruit des rapports de raies	108
3.3	Erreur sur la détermination d'abondance	109
3.4	Échantillon de régions H II	110
3.5	Critère de rapport signal sur bruit	115
3.6	Détermination de la variance résiduelle des abondances	116
3.7	Effets de sélection	118
3.7.1	Biais sur la pente et sur l'abondance mesurées	120
3.8	Simulations numériques	122
3.8.1	Effets de sélection	123
3.8.2	Erreurs dues à l'estimation du continu sous-jacent	136
4	Résultats	138
4.1	Distances radiales	138
4.2	Distribution des régions H II	139
4.3	Correction pour l'absorption sous-jacente en $H\beta$	149

4.4	Largeur équivalente en émission $H\beta$	151
4.5	Correction pour l'extinction interstellaire	152
4.5.1	Statistique et distribution radiale de l'extinction	154
4.6	Diagramme diagnostique des régions H II	160
4.7	Les gradients de rapport de raies	171
5	Les profils d'abondance	180
5.1	Mesure des abondances	180
5.1.1	Méthode semi-empirique	181
5.2	Les gradients d'abondance	185
	NGC 1068	188
	NGC 2841	192
	NGC 2460	194
	NGC 3351	196
	NGC 3368	198
	NGC 4258	200

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	xv
NGC 4501	203
NGC 7331	205
5.3 Propriétés globales des gradients	208
5.3.1 Gradient en fonction du type morphologique	210
5.3.2 Effet des barres sur le gradient d'abondance	214
5.3.3 Gradients et échelles de longueur	219
5.3.4 Abondance centrale en fonction du type morphologique	222
5.3.5 Profil d'abondance en fonction de la luminosité absolue	229
5.4 Tracés évolutifs	233
Conclusion	241
6.5 Quelques questions à éclaircir!	243
Bibliographie	245
A simbias.c	260
B mt.awk	265

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	xvi
C mt.sim.ab.awk	270
D mt.sim.awk	275
E Réduction automatique des données MOS	280
E.0.1 fente.awk	281
E.0.2 ciel.awk	283
E.0.3 ciel_sous.awk	285
F Tableaux de données sur les régions H II	287

Liste des figures

1.1	Classification de Hubble	6
1.2	Classification de De Vaucouleurs	8
1.3	Spectres de régions H II	26
1.4	Détail du spectre de la région H II de NGC 3351 #2	27
2.1	Image POSS de NGC 1068	42
2.2	Image POSS de NGC 2460	45
2.3	Image POSS de NGC 2841	48
2.4	Image POSS de NGC 3351	51
2.5	Image POSS de NGC 3368	54
2.6	Image POSS de NGC 4258	57

2.7	Image POSS de NGC 4501	60
2.8	Image POSS de NGC 7331	63
2.9	Méthode de décorrélation maximale	77
2.10	NGC 7331: Continu "visible" et [O III] avant soustraction du continu .	84
2.11	Différents résultats de soustraction du continu	85
2.12	Image MOS en $H\alpha$ de NGC 3351	95
2.13	Spectres de calibration sur le noyau	100
2.14	Variance résiduelle en abondance en fonction de $K_{H\alpha,H\beta}$	103
3.1	Détermination du gradient d'abondance	110
3.2	Bris de pente	112
3.3	Géométrie de la zone d'exclusion	119
3.4	Effet de sélection théorique sur l'abondance centrale	126
3.5	Effet de sélection théorique sur le gradient	127
3.6	Effet de sélection sur l'abondance centrale σ O/H uniforme, $F = cte$.	128
3.7	Effet de sélection sur le gradient σ O/H uniforme, $F = cte$	129

3.8	Effet de sélection sur l'abondance centrale σ O/H uniforme, $F = cte^\alpha$	130
3.9	Effet de sélection sur le gradient σ O/H uniforme, $F = cte^\alpha$	131
3.10	Effet de sélection sur l'abondance centrale σ O/H gaussien, $F = cte$.	132
3.11	Effet de sélection sur le gradient σ O/H gaussien, $F = cte$	133
3.12	Effet de sélection sur l'abondance centrale σ O/H gaussien, $F = cte^\alpha$	134
3.13	Effet de sélection sur le gradient σ O/H gaussien, $F = cte^\alpha$	135
3.14	Effet de l'erreur sur l'estimation du continu sous-jacent pour la galaxie NGC 4258	137
4.1	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 1068	141
4.2	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 2841	142
4.3	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 3368	143
4.4	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 4258	144
4.5	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 7331	145
4.6	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 2460	146
4.7	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 3351	147

4.8	Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 4501	148
4.9	Extinction dans NGC 2460	156
4.10	Extinction dans NGC 3351	157
4.11	Extinction dans NGC 4258	158
4.12	Extinction dans NGC 4501	159
4.13	Diagramme diagnostique selon Osterbrock (1989)	161
4.14	Diagramme diagnostique NGC 1068	163
4.15	Diagramme diagnostique NGC 2460	164
4.16	Diagramme diagnostique NGC 2841	165
4.17	Diagramme diagnostique NGC 3351	166
4.18	Diagramme diagnostique NGC 3368	167
4.19	Diagramme diagnostique NGC 4258	168
4.20	Diagramme diagnostique NGC 4501	169
4.21	Diagramme diagnostique NGC 7331	170
4.22	Rapport de raies dans NGC 1068	172

4.23	Rapport de raies dans NGC 2460	173
4.24	Rapport de raies dans NGC 2841	174
4.25	Rapport de raies dans NGC 3351	175
4.26	Rapport de raies dans NGC 3368	176
4.27	Rapport de raies dans NGC 4258	177
4.28	Rapport de raies dans NGC 4501	178
4.29	Rapport de raies dans NGC 7331	179
5.1	Calibration de Edmunds & Pagel	183
5.2	Gradient d'abondance dans NGC 1068	189
5.3	Variations locales d'abondance dans NGC 1068	190
5.4	NGC 1068: Carte de rapport de raies	191
5.5	Gradient d'abondance dans NGC 2841	193
5.6	Gradient d'abondance dans NGC 2460	195
5.7	Gradient d'abondance dans NGC 3351	197
5.8	Gradient d'abondance dans NGC 3368	199

5.9	Gradient d'abondance dans NGC 4258	201
5.10	Variations locales d'abondance dans NGC 4258	202
5.11	Gradient d'abondance dans NGC 4501	204
5.12	Gradient d'abondance dans NGC 7331	206
5.13	Variations locales d'abondance dans NGC 7331	207
5.14	Gradients d'abondance des galaxies de notre échantillon	209
5.15	Gradient [dex/kpc] en fonction du type morphologique	211
5.16	Gradient [dex/R _{1/2}] en fonction du type morphologique	212
5.17	Gradient [dex/R ₂₅] en fonction du type morphologique	213
5.18	Gradient [dex/kpc] en fonction de ϵ_b pour différents types morphologiques	216
5.19	Gradient [dex/R _{1/2}] en fonction de ϵ_b pour différents types morphologiques	217
5.20	Gradient [dex/R ₂₅] en fonction de ϵ_b pour différents types morphologiques	218
5.21	Gradient normalisé à R ₂₅ comparé au gradient physique	220
5.22	Gradient normalisé à R _{1/2} comparé au gradient physique	221
5.23	Abondance centrale en fonction du type morphologique	225

5.24	Abondance centrale pour différents modèles	228
5.25	Abondance centrale en fonction de la magnitude absolue des galaxies	231
5.26	Gradient d'abondance en fonction de la magnitude absolue des galaxies	232
5.27	Stéréogramme O/H, T et gradient	237
5.28	Stéréogramme gradient, ϵ_b et O/H	239

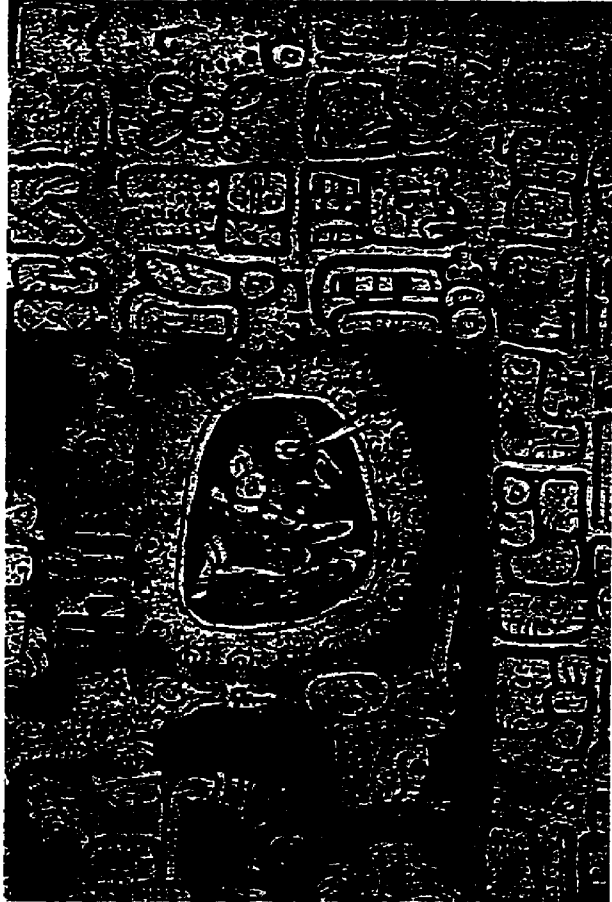
Liste des tableaux

1.1	Galaxies étudiées à ce jour pour l'abondance de l'oxygène	31
2.1	Journal des observations: NGC 1068	40
2.2	Tableau des données physiques de NGC 1068	41
2.3	Journal des observations: NGC 2460	43
2.4	Tableau des données physiques de NGC 2460	44
2.5	Journal des observations: NGC 2841	46
2.6	Tableau des données physiques de NGC 2841	47
2.7	Journal des observations: NGC 3351	49
2.8	Tableau des données physiques de NGC 3351	50
2.9	Journal des observations: NGC 3368	52

2.10	Tableau des données physiques de NGC 3368	53
2.11	Journal des observations: NGC 4258	55
2.12	Tableau des données physiques de NGC 4258	56
2.13	Journal des observations: NGC 4501	58
2.14	Tableau des données physiques de NGC 4501	59
2.15	Journal des observations: NGC 7331	61
2.16	Tableau des données physiques de NGC 7331	62
2.17	Méthode de vérification de la calibration	104
4.1	Absorption sous-jacente $H\beta$	150
4.2	Tableau des lois du rougissement	153
4.3	Extinction dans les régions H II	155
4.4	Gradient d'extinction dans les galaxies	155
5.1	Gradient d'abondance dans les galaxies	187
5.2	Regroupements de galaxies	234

F.1 Propriétés des régions H II de NGC 1068	288
F.1 suite	289
F.1 suite	290
F.1 suite	291
F.1 suite	292
F.1 suite	293
F.2 Propriétés des régions H II de NGC 2460	294
F.3 Propriétés des régions H II de NGC 2841	295
F.3 suite	296
F.4 Propriétés des régions H II de NGC 3351	297
F.4 suite	298
F.4 suite	299
F.5 Propriétés des régions H II de NGC 3368	300
F.6 Propriétés des régions H II de NGC 4258	301
F.6 suite	302

F.6 suite	303
F.6 suite	304
F.6 suite	305
F.7 Propriétés des régions H II de NGC 4501	306
F.7 suite	307
F.8 Propriétés des régions H II de NGC 7331	308
F.8 suite	309
F.8 suite	310
F.8 suite	311
F.8 suite	312
F.8 suite	313
F.8 suite	314



Prêtre maya dans une chambre noire regardant
les étoiles dans le ciel (Códice Trocortésiano)
de "Arqueoastronomía de la América antigua"
J. Galindo Trejo, México 1993.

Introduction

“Si j’ai pu voir plus loin que beaucoup d’hommes, c’est que je me tenais sur l’épaule de géants.” *Isaac Newton*

Les galaxies spirales présentent une distribution continue de formes. Cette variation morphologique est aussi associée à un changement continu dans les propriétés physiques (masse et fraction de masse en gaz HI et H₂, taux de formation stellaire, force des bras spiraux, taille du bulbe, etc). Depuis que l’on s’interroge sur la formation des galaxies, le paradigme dominant a été que les processus qui agissent lors de l’effondrement des proto-galaxies et lors de la formation des disques galactiques donnèrent pour l’essentiel les formes des galaxies que l’on observe aujourd’hui. Depuis une décennie, de nombreuses études théoriques, en particulier des simulations numériques sophistiquées, ont mis en évidence plusieurs mécanismes (instabilités dynamiques, phénomènes d’accrétion, interaction et fusion de galaxies) qui doivent avoir un impact majeur sur la forme, la dynamique et le taux de formation stellaire global des galaxies. De plus, ces effets devraient pouvoir modifier une galaxie sur une échelle de temps de quelques rotations galactiques, e.g. $\sim 10^9$ ans, ce qui est beaucoup plus court que le temps de Hubble. La séquence morphologique est-elle primordiale ou le fruit d’un long processus d’évolution? Pour répondre à cette question, il faut observer des indicateurs sensibles aux mécanismes influençant la dynamique des galaxies. Les gradients d’abondance chimiques, de par leur sensibilité au taux de formation d’étoiles

et aux mécanismes de transport du gaz interstellaire, sont des témoins privilégiés de cette évolution. Ils peuvent trahir les épisodes de transformation majeure dans l'histoire d'une galaxie. C'est ce que nous allons explorer dans cette thèse. Revoyons d'abord toute la question de la morphologie des galaxies.

1.1 Historique

Déjà en 550 avant J.-C., Anaxagore parle de la Voie Lactée comme *το Γάλα*, le lait. Quelques siècles plus tard, Eratostène (275-194) la décrit comme *Κύκλος Γαλαξίας*, le Cercle de la Galaxie. Hipparque (190-120), quant à lui, la nomme tout simplement *δ Γαλάξιος*, la Galaxie. Ce serait Démocrite (vers 460 avant J.-C.) et Pythagore (6ième siècle av. J.-C.) avant lui qui auraient été les premiers à imaginer que la Galaxie était composée d'une multitude d'étoiles trop faibles pour être vues individuellement. Pendant les siècles qui suivront, le débat fera rage au sujet de la véritable nature de la Voie Lactée. Il faudra attendre en 1610 pour que Galilée (1564-1642) mette définitivement fin au débat grâce aux observations obtenues avec sa lunette astronomique [Allen 1963; Roy 1987]:

“Il nous a été donné d'observer l'essence ou mieux la substance de la Voie Lactée... La Voie Lactée n'est qu'une agglomération d'étoiles innombrables, disséminées en petits amas.” *Nuncius Sidereus*

Si Galilée comprend la nature véritable de la Voie Lactée, son étude ne va pas plus loin. C'est à la fin du dix-huitième siècle que débutent les premiers travaux sur la structure de la Voie Lactée et des nébuleuses. En 1791, Charles Messier publie un premier catalogue de nébuleuses qui compte 103 objets. À l'époque, la question était de savoir si tous ces objets étaient du même type: des regroupements d'étoiles,

d'autres galaxies ou encore des nuages de gaz lumineux. Et, s'il s'agissait de galaxies, étaient-elles des systèmes semblables au nôtre où le Soleil occupe une place marginale comme l'avaient proposé Thomas Wright de Durham dans *An Original Theory or New Hypothesis of the Universe* en 1750, Johann Lambert dans *Cosmologische Briefe über die Einrichtung des Weltbaues* en 1761 et Emmanuel Kant dans son *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* en 1755?

William Herschel (1738-1822) jette un éclairage nouveau sur ce problème. Il étudie le ciel sous toutes ses coutures, à l'aide d'un télescope de 19 pouces (47,5 cm) fabriqué de ses propres mains. Son travail culmine avec la publication de deux mémoires et d'un catalogue: *Account of some observations tending to investigate of the Heavens* en 1784, *On the construction of the Heavens* en 1785 et *Catalogue of a second thousand of new nebulae and clusters of stars* en 1789. Augmentant considérablement le nombre de nébuleuses connues (il fait passer leur nombre de 103 à 2500!!), Herschel démontre l'existence de plusieurs types de nébuleuses, dont certaines au moins sont constituées d'étoiles [Verdet 1990]. Parallèlement à ses travaux sur les nébuleuses, il entreprend l'étude de la Voie Lactée dont il essaie de déterminer les dimensions et la forme. En comptant les étoiles dans 700 régions du ciel, il déduit que la Voie Lactée a la forme d'une ellipse irrégulière s'étendant cinq fois plus loin dans le plan du disque que perpendiculairement à celui-ci [Mihalas & Binney 1981].

L'étude de la morphologie des galaxies ne connut pas de progrès notable jusqu'aux observations de William Parsons (1800-1867), *third Earl of Rosse*, en 1845. Utilisant un télescope de 72 pouces (1,8 m) de diamètre, gigantesque pour l'époque, il nota la présence d'une structure spirale ainsi que des "étoiles"¹ dans certaines des nébuleuses observées par Herschel [Verdet 1990; Mihalas & Binney 1981]. Néanmoins, il faudra attendre le début du vingtième siècle avant que l'étude de la structure la Voie Lactée et des nébuleuses débute vraiment.

¹Il s'agissait probablement d'amas d'étoiles.

1.2 Classification morphologique des galaxies spirales

L'étude de la morphologie des galaxies remonte aux Herschel qui avaient établi un code descriptif pour les galaxies du *General Catalogue of Nebulae*, publié en 1864. Toutefois, ce n'est qu'avec l'introduction de la photographie astronomique, vers 1890, que ce domaine progresse véritablement. La première classification morphologique des galaxies, basée sur des observations photographiques, fut conçue par Wolf en 1908. Son système utilisait les lettres de l'alphabet pour décrire les objets nébulaires. Toutefois, comme on ne connaissait pas la nature exacte des nébuleuses à l'époque, ce système morphologique s'appliquait aussi bien aux nébuleuses planétaires qu'aux galaxies. À la même période, Know-Shaw (1915) et Reynold (1920), furent parmi les premiers à reconnaître les elliptiques comme une classe morphologique distincte. De plus, Curtis note même en 1918 l'existence de galaxies barrées qu'il nomme "type Φ " [Curtis 1918].

À partir d'observations obtenues par Humason, Duncan et lui-même au Mont Wilson avec les réflecteurs de 60 pouces et de 100 pouces, et en s'inspirant de travaux précurseurs comme ceux de Reynold, Edwin Hubble (1889-1953) construit le système de classification en forme de diapason qui est à la base des systèmes utilisés aujourd'hui [Hubble 1926]. Dans le système de Hubble, les galaxies sont divisées en trois grandes classes: les elliptiques, les spirales et les irrégulières. Les spirales sont elles-mêmes subdivisées en deux familles: les barrées et les non-barrées.

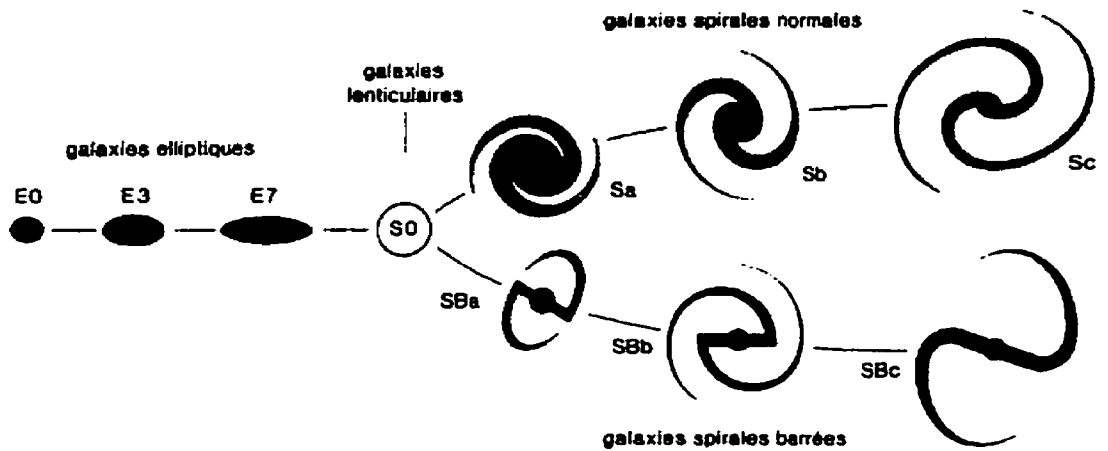


Figure 1.1: Classification de Hubble (tiré de Combes *et alii* 1991)

Suivant l'importance des trois critères morphologiques suivants, les spirales se voyaient attribuées les lettres a, b ou c (voir figure 1.1):

1. la taille du bulbe par rapport au disque.
2. l'importance des bras spiraux. et
3. la résolution en étoiles et en régions H II des bras et/ou du disque.

C'est en 1936, dans son livre *The Realm of Nebulae*, que Hubble introduit les notions de type précoce (E et Sa) et tardif (Sb et Sc). Il semble que Hubble a été influencé par les travaux de Jeans sur l'effondrement des systèmes gazeux [Jeans 1929], bien qu'à l'époque cette notation n'indiquait pas nécessairement une évolution temporelle [Sandage 1961]. Entre 1936 et 1950, Hubble introduit la classe S0, les galaxies lenticulaires, pour faire le lien entre les spirales et les elliptiques. Hubble n'a toutefois pas publié ce résultat, et c'est Spitzer et Baade (1951) qui seront les premiers à en faire état. D'autre part, on introduit bientôt la classe Sd qui contient une partie

des objets de la classe Sc ainsi que des objets qui étaient auparavant classés comme étant irréguliers [Shapley & Paraskevopoulos 1940; Shapley 1950].

Parallèlement, la classification morphologique se raffine avec l'introduction des symboles + et - pour créer des sous-classes [Holmberg 1958]. De son côté, De Vaucouleurs pousse plus loin la finesse de ce classement. D'une part, à l'instar de Holmberg, il utilise la notation $S0^-$, $S0^0$ et $S0^+$ pour les lenticulaires et la notation ab, bc et cd pour les spirales. Développant plus loin la notation vers les types tardifs, il introduit les symboles dm, m et Im pour décrire certaines galaxies irrégulières présentant une légère structure spirale, à l'exemple du Grand Nuage de Magellan. De Vaucouleurs innove aussi en introduisant une notation permettant de décrire la force croissante de la barre suivant la séquence suivante: A, AB, BA et B. De plus, il réintroduit la notation *r* (ring) et *s* (spiral) [Shapley & Paraskevopoulos 1940; Randers 1940]. Pour raffiner encore plus la classification, il utilise le soulignement pour indiquer le renforcement d'un caractère [de Vaucouleurs 1959, 1963]². La figure 1.2 illustre la classification morphologique de De Vaucouleurs.

²Pour un historique complet, voir Sandage (1975).

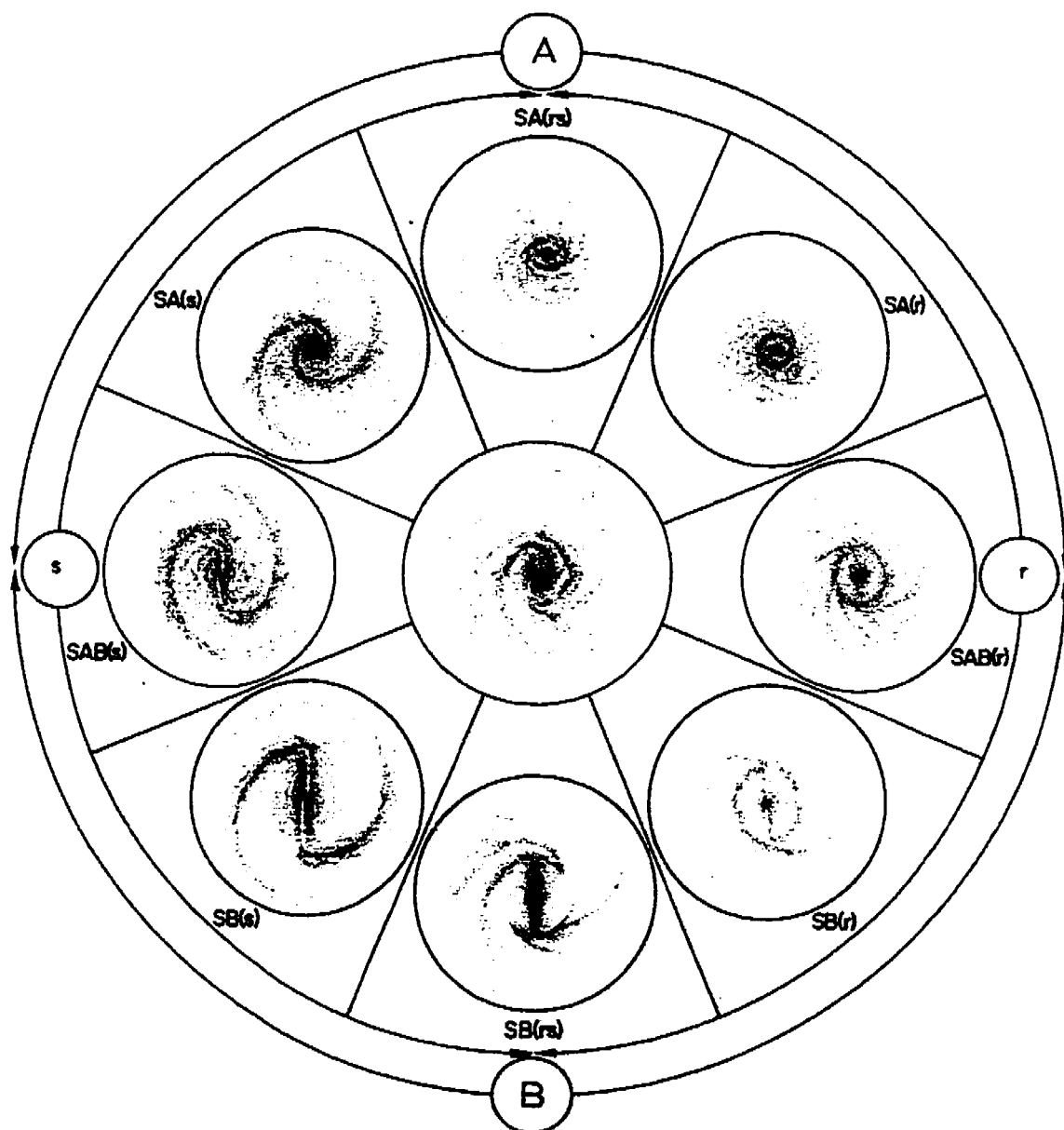


Figure 1.2: Classification de De Vaucouleurs, tirée de De Vaucouleurs (1959)

À peu près à la même époque, suite à l'inspection du *Palomar Sky Survey*, Sydney van den Bergh remarque que la force des bras spiraux dépend fortement de la luminosité absolue de la galaxie. En poussant plus loin l'analyse, il découvre qu'il existe des classes de luminosité pour les galaxies, notées par les chiffres romains I à V, chacune de ces classes correspondant à un changement de 0,5 magnitude [van den Bergh 1960a, 1960b].

À cette notation s'ajoutent d'autres codes pour indiquer la présence d'anneaux (ou de pseudo-anneaux) nucléaires, externes ou de lentilles [Buta 1995]. Pour ce qui est des galaxies barrées, Martin a introduit une notation indiquant la force de la barre. Il s'agit d'un indice numérique basé sur l'ellipticité apparente de la barre. $\epsilon_b = 10(1 - b/a)$ [Martin 1992; Martin 1995]. Suivant cette notation une galaxie fortement barrée serait alors notée B7. À cet indice de force de barre s'ajoute un indice pour marquer la présence d'une barre à l'intérieur de la barre principale: 2B [Friedli & Martinet 1993]. Pour plus de convivialité, on peut utiliser la notation de Martin en indice et celle de Friedli et Martinet en exposant. S'ajoutent encore d'autres notations pour indiquer le caractère particulier du noyau [e.g. Seyfert 1943].

L'utilisation simultanée de l'ensemble de ces notations peut donner un résultat très complexe et plutôt confondant. Par exemple, si l'on veut décrire la morphologie de la galaxie NGC 3081, on obtient alors $(R_1 R'_2)SB_6^2(r,nr)0/a$ Seyfert 2! À ce niveau de complexité, il vaut mieux, comme le notait Baade, comparer directement les images entre elles [Baade 1963]!

Toutefois, il ne faut pas oublier que la classification est passablement incertaine. Deux classificateurs expérimentés verront leur classification diverger de 1,8 T [Lahav *et alii* 1995], en terme d'indice numérique de morphologie T [de Vaucouleurs *et alii* 1981]. Ces dernières années, l'étude d'ensembles de données de plus en plus vastes a mené au développement de méthodes automatiques pour la classification mor-

phologique des galaxies; soit par l'utilisation de méthodes statistiques [Magri 1995; Spiekermann 1992; Storrie-Lombardi *et alii* 1992], de critères photométriques [Doi, Fukugita & Okamura 1993; Abraham *et alii* 1994; Han 1995], ou encore de réseaux de neurones [Naim *et alii* 1995; Lahav *et alii* 1995].

Il est à noter que la classification morphologique de Hubble est basée sur des observations dans le domaine visible. Si la classification avait été basée sur des données radio, infrarouges, ultraviolettes ou X, le résultat aurait été tout à fait différent [Irwin 1995]. Ce qui rend la séquence morphologique de Hubble si intéressante pour l'étude de l'évolution galactique, c'est qu'elle correspond à une variation dans les propriétés physiques des galaxies spirales.

1.3 Propriétés générales des galaxies spirales

La classification de Hubble, qui est purement morphologique, est aussi liée à la nature physique des galaxies. Martinet (1995) dresse une liste de liens entre la morphologie et les caractéristiques physiques des galaxies spirales.

Le rapport de luminosité bulbe–disque lorsque l'on passe des galaxies de type précoce aux galaxies de type tardif, diminue d'une valeur typique d'environ 4 pour les Sa à 0,1 pour les Sc-Sd [Simien & de Vaucouleurs 1986]. La dispersion est toutefois très grande. Il semble que cela soit dû en partie au fait que la forme classique en $R^{\frac{1}{4}}$ [de Vaucouleurs 1948] ne décrit pas très bien la distribution de lumière du bulbe, qui serait plutôt de forme exponentielle, mais avec une échelle de longueur différente du disque [Andreikakis & Sanders 1994; Andredakis, Peletier & Barcells 1995; de Jong 1996].

L'angle de calage des bras spiraux (pitch angle) montre une dépendance claire en fonction du type morphologique ainsi qu'en fonction de la vitesse maximale de la courbe de rotation [Kennicutt 1981]. De plus, la largeur relative et absolue des bras spiraux dépend de M_B [Kennicutt 1982].

Au moins les deux tiers des galaxies possèdent une barre [de Vaucouleurs 1963; Sellwood & Wilkinson 1993]. La taille relative de la barre s'accroît des types tardifs vers les types précoces. La longueur relative des barres étant environ 3 fois plus grande pour les galaxies de type précoce que pour les galaxies de type tardif [Kormendy 1979; Elmegreen & Elmegreen 1985; Duval & Monet 1985; Martin 1995]. Il existe aussi une corrélation entre la taille du bulbe et la longueur de la barre [Athanasoula & Martinet 1980; Baumgart & Peterson 1986; Martin 1995; Courteau, de Jong & Broeils 1996]. Finalement, il semble y avoir une légère augmentation du pourcentage de galaxies comportant des barres fortes pour les types Sb-Sbc [Martinet 1995].

La quantité de gaz froids (H_1 et H_2) augmente lorsque l'on passe des Sa aux Sc [Young & Scoville 1991]. En effet, le rapport entre la masse de gaz et la masse dynamique passe de 0.2 pour les Sc/d, à 0,1 pour les Sbc et 0,03 pour les Sa/Sab. Parallèlement, la fraction de masse du gaz sous forme moléculaire augmente vers les type précoces. Elle passe de 0,08 pour les Sd/m, à 0,45 pour les Sbc, à 0,60 pour les S0/a.

La vitesse de rotation maximale du disque V_{\max} varie en fonction de la magnitude absolue bleue et le type morphologique. La tendance est que V_{\max} diminue des types précoces vers les types tardifs et avec la magnitude absolue [Tully & Fisher 1977; Rubin *et alii* 1985; Zaritsky 1993]. Toutefois, la sensibilité au type morphologique est moins importante dans l'infrarouge que dans le visible [Gavazzi 1993]. De plus, la forme de la courbe de rotation semble changer en fonction

de la luminosité. Casertano et van Gorkom (1991) notent l'existence de trois types de courbe de rotation, liés à différentes classes de luminosité des galaxies. Toutefois, malgré ces différences, les courbes de rotation des galaxies spirales restent à l'intérieur d'une étroite bande dans le plan (V_{\max}, h) , où h est la longueur caractéristique du disque exponentiel. Il semble que les systèmes situés hors de cette bande seraient très instables dynamiquement [Martinet 1988].

La dispersion de vitesse centrale σ_0 varie elle aussi avec le type morphologique. Elle passe ainsi d'une valeur de 115 km/s pour les Sc et les Sbc, à 170 km/s pour les Sa et jusqu'à 220 km/s pour les S0. Toutefois, le paramètre V_{\max}/σ_0 ne varie pas d'une manière significative pour les spirales. Sa valeur est de 1,8 pour les Sa, 1,6 pour les Sb et 1,7 pour les Sc [Martinet 1995].

Le taux de formation stellaire dépend fortement du type de Hubble. En étudiant les flux $H\alpha + [N II]$, on remarque que le taux de formation d'étoiles (TFE) passe de 0.1 à 1 M_{\odot}/an pour les S0, à une dizaine de M_{\odot}/an dans les Sc-Irr [Kennicutt 1983]. On peut aussi décrire l'histoire globale de la formation d'étoiles par le paramètre suivant:

$$b \equiv \frac{TFE}{TFE_{\text{passé}}} = \frac{TFE \tau_d}{M_d} (1 - R) \quad (1.1)$$

où τ_d et M_d sont respectivement l'âge et la masse du disque, et R la fraction de la masse des étoiles qui est recyclée [Tinsley 1980]. Ce paramètre passe de 0,05 dans les Sa-Sab à 1 dans les Sc [Kennicutt, Tamblyn & Congdon 1994]. Un autre paramètre important est le temps caractéristique d'épuisement du gaz ou le temps de Roberts [Roberts 1963]). Il est défini comme suit [Sandage 1986]:

$$\tau_R \equiv \frac{M_{\text{gaz}}}{TFE} \quad (1.2)$$

Sa valeur typique dans les galaxies spirales est $3,6 \times 10^9$ ans. Toutefois, cette valeur sous-estime la valeur réelle de la durée de vie du gaz par un facteur 1,5 à 4 car elle ne tient pas compte du recyclage du gaz. Si l'on tient compte de cette correction, la

majorité des galaxies ne semblent pas devoir épuiser leur gaz à l'intérieur du temps de Hubble. Bien que l'on n'observe pas de variation systématique de ce paramètre en fonction du type morphologique, certaines galaxies de type tardif conservent un $\tau_R \sim 2 \times 10^9$ ans même après l'adjonction du facteur de recyclage [Kennicutt, Tamblyn & Congdon 1994].

Le contenu en métaux et leur distribution spatiale varient en fonction du type morphologique. C'est cette propriété que nous étudierons en particulier dans cette thèse. Nous discuterons plus en détail de ce point à la section 1.6.

1.4 Évolution dynamique des galaxies

Différents modèles ont été proposés pour expliquer cette diversité des propriétés physiques et morphologiques des galaxies spirales. Deux écoles s'opposent. Pour la première, les types morphologiques sont innés. Dans ce modèle, correspondant à la vision "classique", tel que proposé par Eggen, Lynden-Bell et Sandage (1962)[ELS], les conditions initiales au moment de la formation des galaxies expliquent à elle seules les différences morphologiques observées entre les galaxies. Ce modèle est basé sur l'étude des populations stellaires et la relation entre le type de l'orbite et la métallicité des étoiles de notre Galaxie. Ils avaient alors remarqué que les étoiles de la Voie Lactée ayant des orbites circulaires contenues dans le plan du disque galactique présentaient des abondances élevées, alors que les étoiles ayant des orbites à forte inclinaison et excentricité présentaient des abondances beaucoup plus faibles. Pour expliquer cette observation, Eggen, Lynden-Bell et Sandage développèrent un modèle dans lequel la Galaxie s'effondre rapidement ($\sim 10^8$ ans) à partir d'un nuage de gaz en rotation. La relation entre la forme des orbites et l'abondance en métaux s'explique par un enrichissement progressif du milieu interstellaire lors de l'effondrement du

nuage protogalactique original. Les étoiles les plus riches en métaux se forment les dernières dans le plan du disque. Dans ce modèle, une fois une galaxie formée, son évolution ultérieure se fait sans changement de morphologie. Les différents types morphologiques observés s'expliquent tout simplement par une rotation plus ou moins importante du nuage protogalactique. Les nuages tournant rapidement donnent des galaxies Sd, et ceux ne tournant presque pas, des Sa.

Le modèle classique présente toutefois des lacunes importantes. La principale est qu'il impose l'absence d'instabilités comme les barres. Or, notre propre galaxie possède une barre [Kuijken 1996]! De plus, le modèle classique ne tient pas compte des nombreux mécanismes possibles qui peuvent diffuser les étoiles hors du plan galactique: diffusion par les nuages moléculaires, effets des bras spiraux et des barres, etc. Il ne tient pas compte non plus des accrétions et des interactions.

La seconde école propose que les types morphologiques sont "acquis". En effet, les disques galactiques sont sujets à des instabilités dynamiques. À l'échelle locale, l'apparition d'instabilités est déterminée par le critère de Toomre (1964):

$$Q_{\text{gaz}} \equiv \frac{v_s \kappa}{\pi G \Sigma} \quad \text{et} \quad Q_* \equiv \frac{\sigma_R \kappa}{3,36 G \Sigma}, \quad (1.3)$$

où v_s est égal à la vitesse du son dans le milieu interstellaire, σ_R la dispersion de vitesse dans le sens radial pour les étoiles, κ la fréquence épicyclique et Σ la densité de surface. Dès que $Q > 1$, le disque devient stable face aux instabilités de Jeans.

Néanmoins, ce critère de stabilité local ne s'applique pas à l'ensemble du disque. En effet, un disque peut avoir globalement un $Q > 1$ et être violemment instable face à des perturbations non-axisymétriques [Martinet 1995]. Les simulations numériques montrèrent très tôt que des disques avec $Q = 1$ développaient rapidement une instabilité de type barre [Hohl 1971]. Un autre critère a été créé par Ostriker et Peebles (1973) pour déterminer la stabilité globale d'un disque. Ce critère est basé sur le rapport de l'énergie de rotation à l'énergie potentielle $t = T/|W|$. En utilisant

le théorème du viriel $T + \frac{1}{2}\Pi = -\frac{1}{2}W$, où $\frac{1}{2}\Pi$ est l'énergie cinétique associée aux mouvements aléatoires, on dérive $\Pi/T = t^{-1} - 2$. Les simulations numériques ont montré qu'un disque est stable si $t < 0,14$ ou $\Pi/T > 5$.

Partant du fait que les deux tiers des galaxies possèdent des barres, on peut présumer que les disques galactiques sont globalement instables [de Vaucouleurs 1963; Sellwood & Wilkinson 1993]. Or, une barre peut modifier considérablement la dynamique et la morphologie d'une galaxie. L'effet des barres est multiple; elles peuvent entre autres épaissir le disque par des instabilités verticales [Combes *et alii* 1990; Pfenniger 1992] ou alimenter un noyau actif [Friedli & Benz 1993]. Une barre peut ainsi, par ses instabilités verticales, créer un bulbe stellaire qui peut modifier, à l'intérieur du temps de Hubble, la morphologie d'une galaxie, la faisant se déplacer vers les types plus précoces [Friedli & Martinet 1993; Friedli & Benz 1995; Martinet 1995], c'est-à-dire suivant la séquence suivante: Sc→SBc→Sb→SBb→Sa→SBa→S0.

Il semble toutefois que cette évolution séculaire des types morphologiques soit bloquée au niveau du type Sbc en raison de la croissance du bulbe qui stabilise le disque. Toute évolution ultérieure nécessiterait alors une interaction forte ou une capture d'un satellite pour déstabiliser le disque [Noguchi 1995, 1996]. Ce modèle expliquerait pourquoi l'on retrouve plus de spirales de type précoce dans les milieux où la densité est forte [Gisler 1980; Giovanelli, Haynes & Chincarini 1986]. Cela expliquerait aussi la différence entre les profils de lumière observés pour les barres des galaxies de type précoce et celles des galaxies de type tardif [Elmegreen & Elmegreen 1985].

D'autre part, les barres entraînent un brassage intense du gaz à travers le disque, ce qui affecte les gradients d'abondance [Edmunds & Roy 1993; Martin & Roy 1994; Friedli & Benz 1995]. Ce transport radial de gaz a des conséquences sur l'évolution même de la barre en modifiant sa vitesse de rotation, en provoquant sa

dissolution par une accumulation de masse près du centre [Friedli & Benz 1993] ou encore par la formation d'une barre secondaire [Friedli & Martinet 1993]. Les gradients d'abondance sont eux aussi affectés par ce brassage à grande échelle. Il y a donc un lien entre l'évolution morphologique et l'évolution chimique d'une galaxie si les barres jouent un rôle important dans cette transformation.

1.5 Évolution chimique des galaxies

La présence d'éléments lourds démontre d'une manière frappante les changements qu'a connus le gaz primordial dans sa distribution et sa composition chimique depuis le Big Bang. En effet, ce n'est qu'après que le gaz primordial se soit condensé en étoiles que la transmutation de l'hydrogène et de l'hélium en éléments lourds ne fut possible. L'abondance des éléments dépend donc du taux de formation d'étoiles, des mécanismes de retour dans le milieu interstellaire et des mouvements à grande échelle du gaz.

1.5.1 Le modèle en boîte fermée

Considérons d'abord un modèle simple décrivant l'évolution chimique d'une région galactique ayant la forme d'un mince anneau à un rayon galactocentrique constant, et supposons qu'il n'y ait aucun transport de matériel à partir de ou vers cette région [voir Binney & Tremaine 1987, chap. 9]. Initialement, le gaz ne contient aucun élément lourd. Au fur et à mesure que les étoiles massives explosent en supernovae ou rejettent une partie de leur enveloppe par les vents stellaires, le milieu interstellaire (MIS) s'enrichit progressivement en métaux. Le gaz éjecté alors pourra former, à son

tour, de nouvelles étoiles. Suivant ce modèle, la métallicité est définie comme:

$$Z \equiv \frac{M_l}{M_g}, \quad (1.4)$$

où M_l est la masse d'éléments lourds dans le MIS, et M_g la masse totale du gaz dans le MIS. Si la masse totale des étoiles est de M_* , la masse des nouvelles étoiles se formant sera de δM_* . Les étoiles massives ($M \geq 7M_\odot$) deviennent des supernovae et rejettent des métaux dans le MIS *immédiatement*. Toutefois, les étoiles moins massives contribuent aussi d'une manière non négligeable à l'enrichissement lors de la phase de géante rouge par le biais des vents stellaires [Maeder 1984]. Posons que la masse des étoiles comprises dans δM_* restant après la disparition des étoiles massives soit δM_* , et que la masse des éléments lourds produits par cette génération d'étoiles soit $y\delta M_*$, où y est le rendement de conversion de la masse de l'étoile initiale en éléments lourds. Alors, le changement total du contenu en métaux lourds du MIS produit par cette génération d'étoiles sera:

$$\delta M_l = y\delta M_* - Z\delta M_* = (y - Z)\delta M_*. \quad (1.5)$$

La métallicité du milieu interstellaire changera donc de:

$$\delta Z = \delta \left(\frac{M_l}{M_g} \right) = \frac{\delta M_l}{M_g} - \frac{M_l}{M_g^2} \delta M_g = \frac{1}{M_g} (\delta M_l - Z\delta M_g). \quad (1.6)$$

Par conservation de la masse $\delta M_* = -\delta M_g$, où δM_g est la variation de la masse de gaz dans l'anneau étudié. Par conséquent, en combinant les deux dernières équations, nous obtenons:

$$\delta Z = -y \frac{\delta M_g}{M_g}. \quad (1.7)$$

Si le rendement est constant de génération en génération, nous pouvons alors intégrer l'équation précédente pour obtenir la métallicité à un temps t :

$$Z = -y \ln \left[\frac{M_g}{M_{Tot}} \right]. \quad (1.8)$$

Suivant ce modèle, la métallicité devrait donc augmenter lorsque la fraction de gaz diminue [Edmunds & Pagel 1984]. Toutefois, il est à noter que ce modèle très simple ne correspond pas aux observations de la métallicité stellaire au voisinage du Soleil. En effet, suivant ce modèle, environ 50% des étoiles devraient posséder une métallicité $Z_i < 0,25Z_\odot$, alors que les observations montrent que seulement 2% des étoiles de type F et G dans le voisinage du Soleil présentent une telle métallicité [Bond 1970; Clegg & Bell 1973; Edvarsson *et alii* 1993]. Cette contradiction est connue sous le nom du **problème des naines de type G**. L'existence de ce désaccord a amené les théoriciens à rejeter le modèle de boîte fermée pour décrire l'évolution chimique des galaxies massives. Toutefois, le modèle semble s'accorder en première approximation avec le degré d'évolution chimique des galaxies de plus faible masse, comme les irrégulières magellaniques ou les naines [Pagel 1986], sauf que certains rapports d'abondance comme N/O et C/O suggèrent que là aussi le modèle en boîte fermée est inadéquat [Pagel 1997].

Une variante du modèle en boîte fermée a été proposée pour expliquer la variation apparente du rendement avec l'abondance [Peimbert & Serrano 1982]. On a alors:

$$y = y_0 + aZ \quad (1.9)$$

L'équation décrivant le changement d'abondance en fonction de fraction de masse du gaz devient alors:

$$Z = \frac{y_0}{a} \left[\left(\frac{M_{Tot}}{M_g} \right)^a - 1 \right] \quad (1.10)$$

Il est à noter que ce modèle représente plus une hypothèse *ad hoc* pour expliquer les observations qu'un phénomène bien expliqué physiquement. En effet, il implique une variation des propriétés des étoiles (taux de formation, fonction initiale, perte de masse) en fonction de la métallicité qui n'a pas encore été observée.

1.5.2 Le modèle disque-sphéroïde

Une manière simple de régler le problème des naines de type G est d'enrichir le milieu primordial en éléments lourds. Une des façons est par le biais d'un bulbe stellaire dont la formation précède celle du disque. Un modèle simple a été développé par Ostriker et Thuan (1975) pour calculer la quantité de gaz injecté à partir de la luminosité actuelle du bulbe L_b et de la pente de la fonction de masse initiale x . On part d'une fonction de masse initiale de la forme:

$$\frac{dN}{dM} \simeq K \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1+x}. \quad (1.11)$$

La plus grande partie de la luminosité du bulbe provient d'étoiles dont la masse est très près de celles des étoiles qui se trouvent sur la branche des géantes M_{BG} , alors que les éléments lourds sont produits par des étoiles plus massives que $M_Z \simeq 9 M_\odot \gg M_{BG}$. Si l'on suppose que ces étoiles retournent une fraction α de leur masse au milieu interstellaire sous forme de métaux, la masse de métaux produite sera alors:

$$M_l = \int_{M_Z}^{\infty} \alpha M \frac{dN}{dM} dM. \quad (1.12)$$

En prenant la fonction de masse initiale (équation 1.11) pour $M < M_{\max}$ et zéro lorsque $M > M_{\max}$, on a:

$$M_l = \alpha K M_\odot^2 \int_{M_Z/M_\odot}^{M_{\max}/M_\odot} m^{-\alpha} dm = \frac{\alpha K M_\odot^2}{x-1} \left[\left(\frac{M_\odot}{M_Z} \right)^{x-1} - \left(\frac{M_\odot}{M_{\max}} \right)^{x-1} \right]. \quad (1.13)$$

Pour $x > 1$ et $M_{\max} \gg M_Z$, on peut négliger le second terme. On divise ensuite le terme restant par l'expression suivante exprimant la luminosité en fonction de la masse:

$$L \simeq \frac{K M_\odot E_{BG}(M_{BG})}{25 \times 10^9 \text{ans}} \left(\frac{M_{GB}}{M_\odot} \right)^{2.5-x}. \quad (1.14)$$

On obtient alors l'expression de la quantité d'éléments lourds produits par unité de

luminosité actuelle du bulbe:

$$\frac{M_l}{L_b} = \frac{\alpha M_\odot}{x-1} \left[\frac{25 \times 10^9 \text{ans}}{E_{\text{BG}}(M_{\text{BG}})} \right] \left(\frac{M_Z}{M_\odot} \right)^{1-x} \left(\frac{M_{\text{BG}}}{M_\odot} \right)^{x-2.5}. \quad (1.15)$$

En utilisant les valeurs $\alpha = 0,1$, $x = 1,4$, $M_{\text{BG}} = 0,85M_\odot$, $E_{\text{BG}} = 2,9 \times 10^{10} L_\odot \text{année}$ et $M_Z = 9M_\odot$ [Ostriker & Thuan 1975], on obtient $(M_l/L_b) = 0,107 M_\odot L_\odot^{-1}$. Sachant que le rapport de luminosité entre le disque et le bulbe est (D/B) et que le rapport masse-luminosité dans le disque est Υ_d , la masse du disque sera:

$$M_d = \Upsilon_d L_d \left(\frac{D}{B} \right). \quad (1.16)$$

De là, on tire l'abondance initiale du disque

$$Z_i = \frac{M_l}{M_d} \approx \frac{0,11}{\Upsilon_d(D/B)}. \quad (1.17)$$

En utilisant les valeurs $\Upsilon_d \simeq 5$ et $(D/B) \approx 6$ pour le voisinage solaire, on obtient:

$$Z_i = 3,6 \times 10^{-3} = 0,18 Z_\odot \quad (1.18)$$

qui est près de la valeur initiale d'abondance permettant de résoudre le problème des naines de type G lorsque l'on utilise un modèle en boîte fermée.

1.5.3 Le modèle avec accrétion

Une autre possibilité s'offre à nous si l'on veut tenter d'expliquer la métallicité actuelle observée dans le voisinage solaire. En effet, il est possible à partir d'une métallicité initiale nulle ($Z_i = 0$) d'obtenir la distribution en métallicité observée dans les étoiles si l'on considère des échanges de matière avec l'extérieur de la région considérée.

Supposons que l'évolution chimique se comporte suivant un modèle en boîte fermée. Après 10 milliards d'années, le gaz interstellaire possédera une métallicité

solaire ($Z \simeq Z_{\odot}$) et environ la moitié des étoiles auront une métallicité telle que $Z < 0,25Z_{\odot}$. Maintenant modifions ce modèle en introduisant du gaz légèrement enrichi en métaux dans la zone d'étude exactement au même rythme que celui-ci est consommé par les étoiles. Supposons qu'une masse δM de gaz primordial entre dans la zone étudiée et qu'à l'équilibre, une masse exactement égale est transformée en restes stellaires, et retourne au milieu interstellaire une masse $y\delta M$ d'éléments lourds.

Le résultat global est que l'on retire une masse δM de métallicité Z et que l'on retourne une masse égale mais de métallicité y dans le milieu interstellaire. Dans ces conditions, la métallicité tendra bientôt vers $Z = y$. Après un temps suffisamment long, la majorité des étoiles posséderont une métallicité $Z \simeq y$, et la fraction des étoiles de métallicité faible sera négligeable, ce qui résout le problème posé par les naines de type G. Mathématiquement, cet effet s'exprime de la façon suivante:

$$0 \neq \delta M_t = \delta M_* + \delta M_g, \quad (1.19)$$

où M_t est la masse totale de l'anneau galactique. Si nous éliminons δM_t et δM_* dans les équations 1.5 et 1.6, nous aurons:

$$\delta Z = \frac{1}{M_g} [(y - Z)\delta M_t - y\delta M_g]. \quad (1.20)$$

Si nous divisons cette équation par δM_t , nous obtenons une équation différentielle pour l'évolution de Z :

$$\frac{dZ}{dM_t} = \frac{1}{M_g} \left(y - Z - y \frac{dM_g}{dM_t} \right). \quad (1.21)$$

Transformons cette équation sous une forme plus simple grâce à un changement de variables,

$$\frac{dZ}{du} + Z = y \left(1 - \frac{d \ln M_g}{du} \right) \text{ où } u \equiv \int \frac{dM_t}{M_g}. \quad (1.22)$$

La solution générale est:

$$Z = y \left(1 - C e^{-u} - e^{-u} \int_0^u e^{u'} \frac{d \ln M_g}{du'} du' \right). \quad (1.23)$$

La solution la plus simple décrit le cas où la masse du gaz est constante et la métallicité initiale du gaz nulle:

$$Z = y \left[1 - \exp \left(1 - \frac{M_t}{M_g} \right) \right] \quad (M_g = cte). \quad (1.24)$$

Dans ce modèle, $Z \simeq y$ lorsque $M_t \gg M_g$, et l'équation précédente nous permet de prédire la masse contenue dans les étoiles de métallicité moindre que Z :

$$M_*(< Z) = M_t(Z) - M_g = -M_g \ln \left(1 - \frac{Z}{y} \right). \quad (1.25)$$

En introduisant les valeurs mesurées dans le voisinage du Soleil, on calcule qu'environ 3% des étoiles proches posséderont une métallicité inférieure à $0,25 Z_\odot$.

1.5.4 Modèles multiphase

Les modèles simples que nous avons présentés ne permettent pas d'expliquer en détail les observations d'abondances. Un modèle plus complexe a été proposé pour expliquer l'évolution chimique des galaxies. Ce modèle et les prédictions qui en découlent sont décrits dans une série de sept articles publiés entre 1992 et 1997³ par Ferrini, Matteucci, Pardi, Penco, Mollá et Díaz. Ce modèle est multi-zone et multiphase. En effet, il y a deux zones: le disque et le halo. Le disque se forme par effondrement gravitationnel du halo. Dans chacune de ces zones, quatre phases interagissent entre elles: le gaz diffus, les nuages de gaz situés dans le disque, les étoiles de faibles masses ($M_* < 4M_\odot$) et les étoiles massives. Chacune de ces phases subit des transferts de masse selon divers processus:

1. Formation d'étoiles par fragmentation spontanée du gaz dans le halo.

³[Ferrini *et alii* 1992; Pardi & Ferrini 1994; Ferrini *et alii* 1994; Pardi, Ferrini & Matteucci 1995; Mollá & Ferrini 1995; Mollá, Ferrini & Díaz 1996; Mollá, Ferrini & Díaz 1997]

2. Formation de nuages dans le disque à partir du gaz diffus.
3. Formation d'étoiles à partir de la collision de nuages dans le disque.
4. Retour du gaz diffus par collision des nuages dans le disque.
5. Formation d'étoiles induite par les interactions entre les étoiles massives et les nuages.
6. Formation du disque par l'accumulation de gaz diffus provenant du halo.
7. Retour du gaz diffus enrichi par les étoiles formées dans le disque.

Ce modèle combine ainsi les attributs d'un modèle en boîte fermée avec ceux du modèle disque-sphéroïde. Il prédit les abondances de 14 éléments et leurs isotopes allant de l'hydrogène au fer. L'abondance est calculée dans un certain nombre de cylindre à différents rayons. Dans ce modèle, il n'y a pas de *transfert radial d'un cylindre à l'autre*. Ce modèle ne peut donc pas être appliqué aux galaxies barrées où les échanges radiaux sont importants.

1.6 Gradients d'abondance

La mesure des abondances de certains éléments dans les régions H II est effectuée à partir de l'intensité relative de leurs différentes raies d'émission. Pour la plupart de ces raies, le milieu nébulaire est optiquement mince, ce qui simplifie l'analyse. Toutefois, les raies de recombinaison des éléments lourds ne sont généralement pas observables. En effet, exception faite de l'hélium, les raies de recombinaison sont au moins 10 000 fois plus faibles que les raies de l'hydrogène. On utilisera donc les raies excitées par collision dont la force peut dépendre de l'abondance mais surtout de la température électronique. De plus, chaque niveau d'ionisation des éléments ne

présente pas nécessairement de transition spectrale dans la région observée du spectre électromagnétique; on doit donc recourir à des modèles théoriques [Stasińska 1990; Evans & Dopita 1985; Stasińska *et alii* 1981; McCall, Rybski & Shields 1985] afin de tenir compte des ions inobservés présents dans le milieu interstellaire.

Par conséquent, la détermination des abondances se fait généralement de façon indirecte à partir de la mesure de la température du milieu nébulaire. En effet, la température d'une région H II est déterminée par l'équilibre entre les mécanismes de chauffage (Γ) et les mécanismes de refroidissement (Λ) [Osterbrock 1989; Roy *et alii* 1996]. Le chauffage provient de la photoionisation du gaz par le flux stellaire et le refroidissement provient des pertes par rayonnement. Bien que les pertes par rayonnement soient produites par tous les éléments, c'est l'oxygène qui est le refroidisseur le plus efficace par des raies dans le visible et dans l'infrarouge provenant des ions O^+ et O^{++} .

Il est parfois impossible de mesurer directement la température électronique à partir des raies $[O III]\lambda 4363$ et $[N II]\lambda 5755$ (lorsque $T < 8000$ K, ces raies sont trop faibles). On utilise alors la sensibilité intrinsèque des raies collisionnelles à la température pour dériver de façon indirecte le niveau d'abondance. En effet, dans la mesure où la densité est faible, le rapport $[O III]/H\beta$ est donné par:

$$\frac{[O III]}{H\beta} \propto \frac{O^{++}}{H} T^{(-0.5+m)} e^{-E_0/kT}, \quad (1.26)$$

où E_0 est l'énergie d'excitation des raies optiques $[O III]$, l'exposant m décrivant la dépendance T^{-m} de la recombinaison, ici $m = 0,90$ pour $H\beta$ [Osterbrock 1989].

À faible abondance ($12 + \log O/H < 8,0$), la principale source de refroidissement devient la raie $Ly\alpha$ de l'hydrogène excitée par collision. Le taux de refroidissement dépend alors uniquement de la température électronique $\Lambda = f(T)$. Par conséquent $[O III]/H\beta \propto O/H$.

À mesure que l'abondance de l'oxygène s'accroît, le refroidissement se fait principalement par les raies visibles [O II] λ 3727 et [O III] $\lambda\lambda$ 4939, 5007. Le taux de refroidissement est alors:

$$\Lambda \simeq \frac{\text{O}}{\text{H}} T^{-0.5} e^{-E_0/kT}, \quad (1.27)$$

par conséquent, [O II]/H β et [O III]/H β \propto Γ , et sont donc presque indépendants de O/H. Finalement, lorsque le niveau d'abondance de l'oxygène augmente encore, les pertes d'énergie par rayonnement sont dominées par les raies infrarouges de l'oxygène à 52 μm et 88 μm :

$$\Lambda \propto \frac{\text{O}^{++}}{\text{H}} T^{-0.5} e^{-E_{\text{ir}}/kT}, \quad (1.28)$$

où E_{ir} est l'énergie d'excitation de O^{++} responsable de l'émission infrarouge. Par conséquent.

$$\frac{[\text{O III}]}{\text{H}\beta} \propto \Gamma e^{-(E_0+E_{\text{ir}})/kT}. \quad (1.29)$$

Les figures 1.3 et 1.4 présentent le spectre d'émission d'une région H II à faible abondance (NGC 2363) et à forte abondance (NGC 3351 #2). Remarquez la sensibilité de la raie [O III] λ 5007 à l'abondance. Pour une variation d'un facteur 10 en abondance entre les deux régions H II NGC 2363 et NGC 3351 #2, l'intensité de la raie [O III] λ 5007 varie d'un facteur 100 (voir 1.3 et détail 1.4)!

Dans la pratique, on utilise principalement les indicateurs [O II]+[O III]/H β , [O III]/H β et [N II]/[O III] comme indicateur d'abondance lorsque la température électronique du gaz n'est pas directement accessible. C'est ce dernier indicateur, proposé initialement par Alloin *et alii* (1979), que nous utiliserons pour nos travaux. Cet indicateur est très sensible à l'abondance dès que cette dernière est un tant soit peu élevée ($12 + \log \text{O}/\text{H} \approx 8,0$). Cette grande sensibilité rend l'indicateur robuste face au rougissement dû à la poussière et aux erreurs d'étalonnage. De plus, il ne présente pas d'ambiguïté sur la valeur d'abondance comme [O III]/H β [Edmunds & Pagel 1984]. Toutefois, la sensibilité inhérente à l'abondance de l'azote complique dans certains cas l'interprétation des résultats.

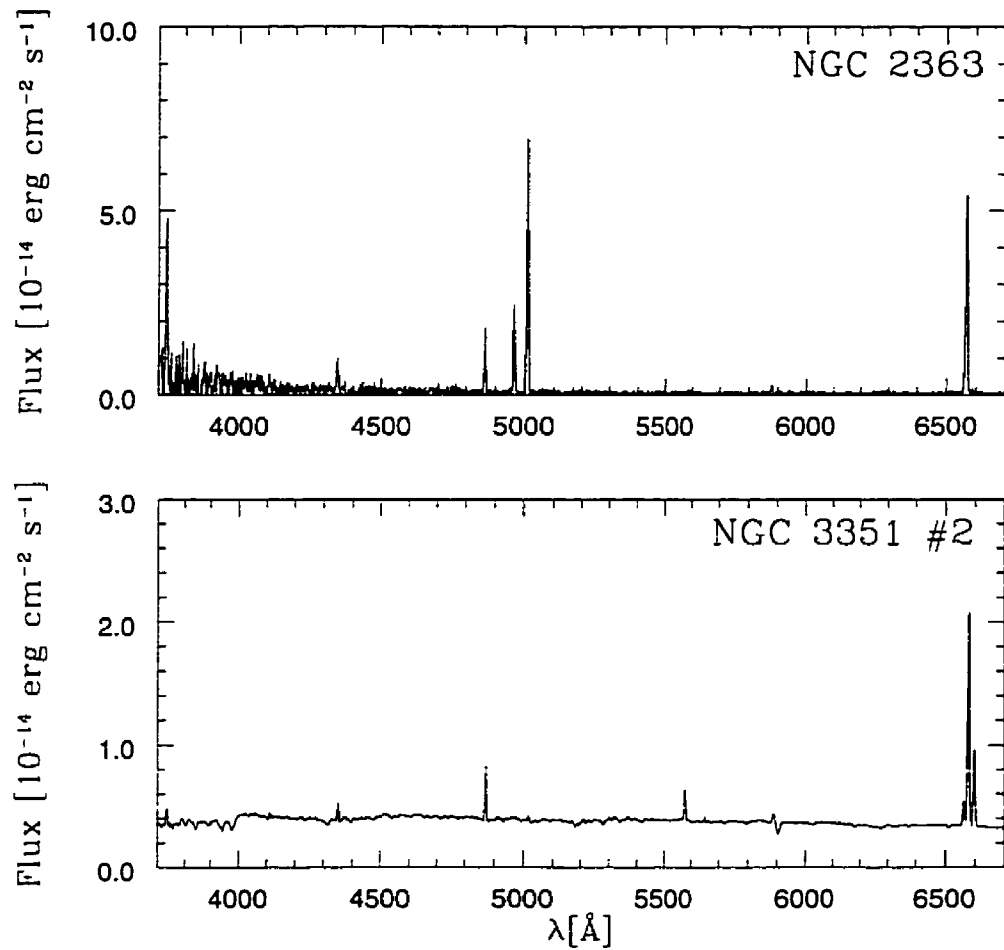


Figure 1.3: Spectres de régions H II. La région H II NGC 2363 possède une abondance faible en oxygène ($12 + \log \text{O}/\text{H} \approx 8,2$); la région de NGC 3351 #2 possède une abondance élevée ($12 + \log \text{O}/\text{H} \approx 9,2$).

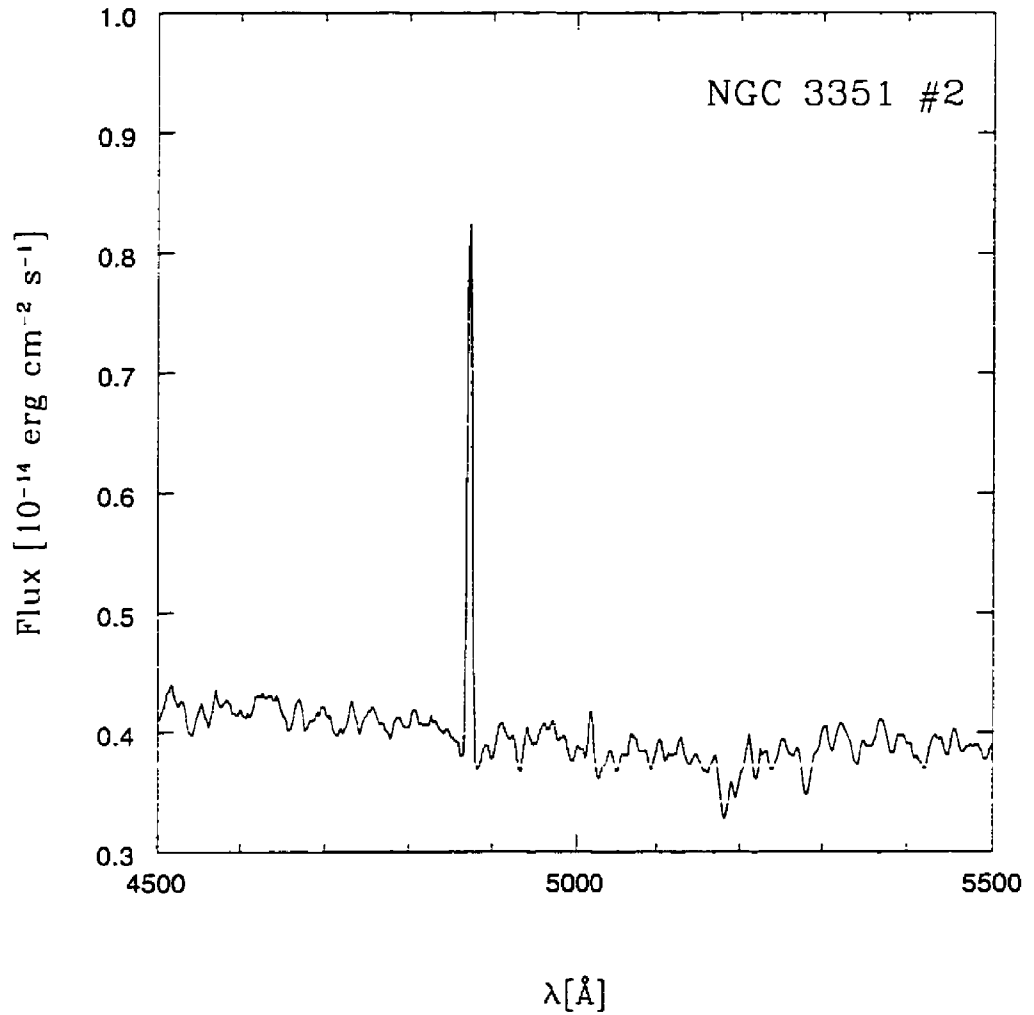


Figure 1.4: Détail du spectre de la région H II de NGC 3351 #2 ($\log [\text{O III}]/\text{H}\beta \approx -1$). Le raie H β est à 4861 \AA et [O III] à 4959 et 5007 \AA ; la raie [O III] λ 5007 est à peine détectable.

La première observation d'un gradient d'abondance dans le milieu interstellaire ionisé des galaxies remonte à 1942, alors que L. H. Aller remarque visuellement que la raie $[O III]\lambda 5007$ était plus forte vers l'extérieur de la galaxie M33 qu'en son centre [Aller 1942]. Toutefois, il a fallu attendre les travaux de Searle pour que l'étude de ce phénomène soit reprise [Searle 1971] et utilisée pour comprendre l'évolution chimique des galaxies.

Les niveaux d'abondance de l'oxygène faibles à modérés qu'on trouve dans les galaxies tardives Sm, Sd et Sc font que les raies nébulaires sont relativement fortes. Donc jusqu'ici, la plupart des mesures de gradients d'abondance ont été effectuées dans des galaxies de type tardif (Sc à Sd) dont on connaît maintenant bien les propriétés d'abondances [Vila-Costas & Edmunds 1992; Zaritsky *et alii* 1994; Martin & Roy 1994]. À l'heure actuelle, les principales propriétés connues des gradients d'abondances sont les suivantes:

- Il existe une corrélation entre l'abondance centrale et le type morphologique. Les galaxies de type morphologique précoce présentent un niveau d'abondance centrale plus élevé que celles de type morphologique tardif. La même chose est vraie pour l'abondance "caractéristique" qui est l'abondance mesurée à un rayon donné, et qui est aussi corrélée avec la masse de la galaxie.
- Il semble y avoir une corrélation entre la pente du gradient d'abondance et le type morphologique: les galaxies de type tardif montrant un gradient plus important que les galaxies de type précoce. Cette idée a été proposée pour la première fois par Pagel (1991) et par la suite confirmée par les données de Oey et Kennicutt (1993) et de Zaritsky *et alii* (1994). Les incertitudes sont toutefois très grandes et la relation disparaît si le gradient est normalisé au rayon isophotal.
- Les galaxies barrées ont des gradients d'abondance plus plats. Ce

résultat a été confirmé par de nombreuses observations [Edmunds & Roy 1993; Martin & Roy 1994; Zaritsky *et alii* 1994]. L'aplatissement du gradient serait dû la présence de mouvements de gaz radiaux induits par la barre. Cela expliquerait aussi pourquoi les galaxies de type précoce présentent des gradients plus faibles [Friedli, Benz & Kennicutt 1994; Friedli & Benz 1995].

- Plus la barre est forte, plus le gradient d'abondance est plat [Martin & Roy 1994].
- Il existe une corrélation entre le niveau d'abondance et la densité surfacique de la masse [McCall, Rybski & Shields 1985; Ryder 1995].
- Il existe une relation entre le niveau d'abondance et la fraction de masse du gaz [Pagel 1991]. Si la composante moléculaire est incluse, la corrélation existe uniquement si le facteur de conversion du CO à l'hydrogène moléculaire varie de galaxie en galaxie.
- Il y a une corrélation entre l'abondance de l'oxygène et la fraction de gaz moléculaire $\sigma(\text{H}_2/\sigma_{\text{gaz}})$ [Tosi & Díaz 1990].

Cependant, ces conclusions ne reposent pour l'ensemble que sur un petit échantillon de galaxies pour lesquelles les abondances n'ont été dérivées que pour quelques points de mesure. Les tendances observées sont peu robustes et doivent absolument être confirmées par des études plus étendues. D'autre part, pour certaines galaxies, un gradient global d'abondance uniforme n'est pas nécessairement la meilleure représentation possible de la distribution des éléments lourds. En effet, chez certaines galaxies, la pente du gradient n'est pas la même à travers tout le disque galactique (NGC 3359 et NGC 1365 [Martin & Roy 1995; Walsh & Roy 1997]). Il est possible que certains de ces changements marquent le passage entre régimes différents dans la dynamique du disque.

Le tableau 1.1 présente l'échantillon des galaxies les mieux observées du point de vue du nombre de régions H II ($N > 20$) et du rapport signal sur bruit pour chacune de ces régions ($S/B > 5$). La majorité d'entre elles sont de type tardif (Sm à Sc). Jusqu'ici seulement deux galaxies de type précoce ont vu leur gradient d'abondance déterminé avec précision (NGC 1365 et NGC 4736). Un premier objectif de notre étude est d'enrichir l'échantillon en galaxies de type précoce afin de vérifier l'existence d'un effet dû au type morphologique sur le gradient d'abondance.

Tableau 1.1: Galaxies étudiées à ce jour pour l'abondance de l'oxygène

Galaxie	Type (1)	N	ϵ_b (2)	Gradient dex/kpc	O/H _c (3)	D (4)	M _b (5)
NGC 300	SA(s)d	44	1	-0,102	8,97	2,1	-17,9
NGC 598	SA(s)cd	29	2?	-0,106	9,08	0,84	-18,4
NGC 628	SA(s)c	130	0	-0,047	9,20	9,7	-20,0
NGC 925	SAB(s)d	82	6	-0,025	8,71	9,3	-19,2
NGC 1073	SB(rs)c	55	7	-0,036	8,71	15,2	-19,4
NGC 1313	SB(s)d	33	5	-0,049	8,44	3,7	-18,7
NGC 1365	SB(s)b	55	6	-0,020	9,15	18,4	-21,0
NGC 2366	IB(s)m	61	8	-0,003	8,19	3,44	-16,3
NGC 2403	SAB(s)cd	95	0	-0,093	8,92	3,2	-18,6
NGC 2903	SAB(rs)bc	27	6	-0,069	9,39	6,3	-19,3
NGC 2997	SAB(rs)c	49	3	-0,057	9,38	13,8	-20,6
NGC 3184	SAB(rs)cd	49	1	-0,075	9,20	8,7	-19,3
NGC 3359	SB(rs)c	77	7	-0,019	8,74	19,2	-20,4
NGC 3621	SA(s)d	24	0	-0,059	9,15	6,3	-18,8
NGC 4303	SAB(rs)bc	79	4	-0,073	9,39	15,2	-20,7
NGC 4395	SA(s)m	75	7	+0,016	8,33	3,6	-17,1
NGC 4736	RSA(r)ab	65	2	-0,049	9,11	4,3	-19,2
NGC 5068	SB(s)d	20	3	-0,046	8,96	6,7	-18,4
NGC 5457	SAB(rs)cd	35	2	-0,048	9,35	7,4	-21,0
NGC 6946	SAB(rs)cd	160	1	-0,095	9,37	5,5	-19,1
NGC 7793	SA(s)d	30	0	-0,160	9,05	2,8	-17,6

1. de Vaucouleurs *et alii* 1981
2. force de la barre [Martin 1995]
3. Abondance $12 + \log O/H$ extrapolée au centre. Sources: NGC 300, NGC 598, NGC 2903 et NGC 7793 [Zaritsky *et alii* 1994], NGC 628 et NGC 6946 [Belley & Roy 1992], NGC 925 et NGC 1073 [Martin & Roy 1994], NGC 1313 [Walsh & Roy 1997], NGC 1365 [Roy & Walsh 1997], NGC 2366 et NGC 4395 [Roy *et alii* 1996], NGC 2403 [Martin & Belley 1996], NGC 2997 [Walsh & Roy 1989], NGC 3184 [Martin 1992], NGC 3359 [Martin & Roy 1995], NGC 3621 et NGC 5068 [Ryder 1995], NGC 4303 [Martin & Roy 1992], NGC 4736 [Martin & Belley 1997], NGC 5457 [Kennicutt & Garnett 1996].
4. Distance en Mpc. Les distances proviennent de Tully (1988), $H_0 = 75\text{km/s}$. sauf lorsqu'elles sont déterminées à partir des céphéides: NGC 300 [Freedman *et alii* 1992], NGC 598 [Freedman, Wilson & Madore 1991], NGC 925 [Silbermann *et alii* 1996], NGC 1365 [Madore *et alii* 1996], NGC 2366 [Tolstoy *et alii* 1995], NGC 3621 [Rawson *et alii* 1997] et NGC 5457 [Kelson *et alii* 1996].
5. Magnitude apparente tirée de NED et corrigée pour la distance.

1.7 Problématique: La séquence de Hubble est-elle une séquence évolutive?

Si l'on accepte les résultats des modèles de Friedli & Benz (1995) et de Noguchi (1996), la séquence de Hubble, au moins pour les galaxies spirales, représenterait une séquence évolutive allant des Sc vers les Sa. Cette évolution se ferait d'abord d'une façon séculaire des Sd vers les Sbc, par l'action d'une barre apparaissant spontanément suite à l'instabilité naturelle du disque des galaxies de type tardif. Pour que l'évolution morphologique se poursuive plus loin, elle nécessiterait une interaction avec une autre galaxie afin d'induire la formation d'une barre dans les disques plus stables des galaxies de type précoce.

Pour explorer la validité de ce modèle, il faut tout d'abord montrer que les galaxies de type précoce ont déjà possédé une barre. Cette observation à elle seule confirmerait l'hypothèse de l'évolution séculaire par une barre spontanée. D'autre part, il faut aussi montrer qu'il y a eu interaction dans le passé pour supporter l'hypothèse de l'évolution par une barre induite.

Au niveau des profils radiaux d'abondances, les indices recherchés sont les suivants:

- L'effet d'une barre se traduit par un aplatissement sur les gradients d'abondances [Martin & Roy 1994]. Cet aplatissement devrait être détectable même longtemps ($> \times 10^9$ ans) après la disparition de la barre [Friedli 1997].
- Une interaction, de par son caractère stochastique, devrait créer une dispersion intrinsèque des abondances plus grande pour les galaxies de type précoce que pour les galaxies de type tardif.

- Une interaction pourrait aussi se traduire par des asymétries ou des variations locales importantes d'abondance dans la mesure où les mécanismes de mélange n'ont pas eu le temps d'agir efficacement ($< 500 \times 10^6$ ans)[Roy & Kunth 1995].

Le second objectif de cette thèse sera donc de chercher la trace de ces phénomènes dans un échantillon de galaxies précoces pour confirmer ou infirmer le modèle d'évolution séculaire des types morphologiques de galaxies.

Chapitre 2

Observations et traitement des données

“Je n’ai rien d’autre à vous offrir que du sang, du labeur, des larmes et de la sueur” *Winston Churchill*

2.1 Introduction

La première suggestion d’un gradient global d’abondance dans les disques de galaxies à partir de l’observation du milieu nébulaire remonte à 1942, alors que L. H. Aller remarqua par l’observation visuelle de 18 régions H II de la galaxie M33 que la raie [O III] λ 5007 était plus forte vers l’extérieur de cette galaxie qu’au centre [Aller 1942]. Ce champ d’étude resta délaissé pendant près de trente ans jusqu’à la

publication des premières observations spectroscopiques par Searle [Searle 1971]¹.

Pendant longtemps, l'utilisation d'un spectrographe à fente conventionnel était la seule méthode utilisable pour obtenir de l'information sur le niveau d'abondance dans les régions H II. Étant donné qu'il faut observer plusieurs régions H II par galaxie et que les temps de poses sont généralement longs (>1000 secondes sur un télescope de 2 m), cette méthode nécessite beaucoup de temps d'observation.

Toutefois, depuis quelques années des systèmes de spectroscopie multi-objets sont disponibles et permettent d'observer *simultanément* un grand nombre de régions H II (quelques dizaines). L'avantage de la spectroscopie multi-fibre a été démontrée par Walsh & Roy (1989) et Zaritsky, Elson & Hill (1989). Jusqu'ici le nombre restreint d'instruments équipés de spectrographes multi-objets et la difficulté de l'étalonnage spectrophotométrique [Roy & Walsh 1987] ont limité l'utilisation de cette méthode.

Parallèlement, la spectroscopie multi-fentes s'est développée. Cette technique permet de placer un grand nombre de fentes sur un objet. Toutefois, le nombre d'instruments disponibles et des problèmes techniques n'ont pas permis l'exploration maximale de son potentiel [Devost, Roy & Drissen 1997].

Parallèlement aux méthodes de spectroscopie multi-objet s'est développée la technique d'imagerie monochromatique. Comme l'ont démontré Belley & Roy (1992) et Scowen, Dufour & Hester (1992), cette méthode permet d'observer un très grand nombre de régions H II simultanément au prix toutefois d'une perte d'information au niveau spectral, car on ne se limite alors qu'à trois ou quatre raies essentielles à la détermination de l'abondance de l'oxygène.

Dans le futur, on peut espérer que de nouvelles solutions techniques seront

¹Durant cet intervalle, il y a eu seulement deux publications notables et aucune ne fut publiée dans une grande revue [Schmidt 1962; Ford & Rubin 1970].

développées. Les spectrographes imageurs, si l'on peut augmenter leur champ d'observation, pourraient s'avérer très utiles pour l'étude des gradients d'abondances, particulièrement pour l'étude des galaxies à haut décalage spectral. L'apparition d'un nouveau type d'imageur utilisant des jonctions supraconductrices à effet tunnel permettant d'obtenir à la fois la position, le temps d'arrivée et l'énergie d'un photon incident de l'ultraviolet à l'infrarouge permet d'espérer une révolution dans ce domaine [Peacock *et alii* 1997]. On peut aussi noter le développement de détecteurs à brûlage de trou quantique (*quantum burning hole device*) qui permettraient eux aussi de mesurer à la fois la longueur d'onde et la position d'un photon incident [Keller *et alii* 1995]. Dans ce travail, nous utilisons l'imagerie monochromatique et la spectroscopie multi-fente pour dériver l'abondance des régions H II.

2.2 L'échantillon de galaxies

Notre nouvelle étude est basée sur des observations de neuf galaxies spirales de type précoce. Nous avons choisi d'étudier des galaxies de ces types morphologiques afin de tester la théorie voulant que les galaxies évoluent en suivant la séquence $Sc \rightarrow SBc \rightarrow Sb$. Les études préalables se sont surtout attardées à l'examen des galaxies de type tardif car elles s'avèrent plus faciles à observer que les galaxies de type précoce. En effet, les régions H II de ces dernières sont généralement moins lumineuses [Kennicutt 1988] et le continu stellaire sous-jacent est plus fort que dans les galaxies de type tardif. De plus, le niveau des abondances est généralement plus élevé dans les galaxies de type précoce. Par conséquent, il est impossible d'obtenir des informations sur la température électronique à l'aide du rapport de raies excitées par collision car les raies $[O III]\lambda 4363$ et $[O III]\lambda 5007$ y sont très faibles. Il faut donc se rabattre sur des méthodes indirectes qui rendent l'analyse plus incertaine.

Toutefois, certains efforts ont été faits pour déterminer les abondances de l'oxygène et les gradients globaux dans les galaxies de type précoce [Oey & Kennicutt 1993; Zaritsky *et alii* 1994]; mais dans la plupart des cas, le nombre de régions H II observées est resté très limité et le rapport signal sur bruit des observations trop faible pour que l'on puisse tirer des conclusions fermes sur les mécanisme généraux à la base de l'évolution des galaxies à disques (voir Chapitre 3).

Notre échantillon est présenté dans les tableaux 2.2 à 2.16. Dans le cas des galaxies NGC 1068, NGC 2841, NGC 3368, NGC 4258 et NGC 7331, les abondances ont été étudiées grâce à la méthode d'imagerie spectrophotométrique. La calibration en flux a été par la suite effectuée à l'aide de spectres sur le noyau des galaxies obtenus à l'Observatoire du Mont Mégantic (OMM) (NGC 2841, NGC 3368 et NGC 7331) ou au Télescope Canada-France-Hawaii (TCFH) (NGC 1068), ou encore à l'aide de spectroscopie de régions H II (NGC 4258). Les galaxies NGC 2460, NGC 3351 et NGC 4501 ont quant à elles été observées à l'aide du spectrographe multi-fente MOS du TCFH.

2.2.1 Critères de sélection

Notre échantillon comporte principalement des galaxies spirales de type précoce (Sa, Sb et Sbc). Des contraintes techniques limitaient notre choix à un nombre restreint d'objets. Par exemple, l'utilisation de la méthode spectrophotométrique nous limitait à des vitesses héliocentriques maximales de l'ordre de 1250 km/s atteignables par la banque de filtres interférentiels disponibles à l'OMM. De plus, elle nous imposait d'observer des galaxies possédant une variation de vitesse projetée suffisamment faible pour qu'il soit possible d'observer l'ensemble de la galaxie avec un seul filtre interférentiel ($\Delta\lambda = 10 \text{ \AA} \rightarrow \Delta v \sim 450 \text{ km/s}$) sans courir le risque de créer de gradient artificiel. Cette dernière contrainte pouvant être éliminée si le nombre de régions H II

observables sur un seul coté de la galaxie était suffisant pour effectuer une mesure du gradient ou encore au prix d'une ré-observation de la galaxie en $H\alpha$ et en $[N II]$ avec un autre filtre syntonisé pour une vitesse moyenne différente. Cela implique toutefois que l'on connaisse la courbe de rotation des galaxies à partir des cartes de vitesse $H I$ (21 cm) ou $H\alpha$. Finalement, la situation géographique de l'OMM nous limitait à des galaxies situées à des déclinaisons positives. De plus, les galaxies devaient pouvoir être bien contenues à l'intérieur du champ du réducteur focal *Panoramix* limité à $20'$ par les filtres interférentiels de 75 mm.

Dans le cas des observations au TCFH avec le spectrographe multi-objets MOS, les contraintes en vitesses ont été maintenues car il était nécessaire d'obtenir une image de la galaxie en $H\alpha$ afin de produire les masques avec des fentes correspondant aux régions $H II$; la banque de filtres du TCFH permettant d'observer des galaxies jusqu'à une vitesse de ~ 2200 km/s, avec par contre la contrainte supplémentaire qu'il était impossible de syntoniser les filtres de façon fine en les inclinant. D'autre part, il était nécessaire de renforcer la contrainte sur la taille apparente de la galaxie en raison d'un champ d'observation plus restreint ($10' \times 10'$).

Dans la section suivante, nous décrirons plus en détail les observations obtenues et les propriétés physiques de chacune des galaxies de notre échantillon.

2.2.2 Galaxies individuelles

NGC 1068

Connue aussi sous le nom de M77, NGC 1068 représente le prototype de la galaxie de type Seyfert 2 [Seyfert 1943], dont la nature particulière a été remarquée pour la première fois par Edward A. Fath à l'observatoire Lick en 1908

[Fath 1909]. En raison de cette particularité, cette galaxie a fait l'objet d'un nombre considérable d'études consacrées surtout à la région nucléaire. Les quelques observations des régions H II du disque obtenues jusqu'ici indiquent que les abondances sont légèrement supérieures à celles du Soleil et que le gradient est faible [Evans & Dopita 1987; Oey & Kennicutt 1993]. Ce faible gradient pourrait être la conséquence d'une barre stellaire, détectée en infrarouge [Scoville *et alii* 1988].

Tableau 2.1: Journal des observations: NGC 1068

Bandes	Poses	Durée	Résolution
H α	5	1500 s	2,5''
H β	19	1500 s	3,3''
[N II]	5	1500 s	2,9''
[O III]	11	1500 s	3,2''
Rouge	5	600 s	4,5''
Visible	3	600 s	2,9''

Tableau 2.2: Tableau des données physiques de NGC 1068

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	02 ^h 42 ^m 40 ^s .7	1
Déclinaison J2000	-00 ^d 00 ^m 47 ^s .7	1
Extinction galactique A_B	0,05	2
Diamètre	7,1' × 6,0'	2
Magnitude apparente	9.61	2
Magnitude absolue	-21.2	
Type morphologique	(R)SA(rs)b Sy2	4
	Sb(rs)II	5
Vitesse héliocentrique (km/s)	+1136	3
Inclinaison	29°	6
$R_{1/2}$	0,62'	4
R_{25}	3,44'	4
Distance (Mpc)	14.4	6

1. Clements 1991
2. NED
3. Bann & Haschick 1983
4. de Vaucouleurs *et alii* 1981
5. Sandage & Tammann 1981
6. Tully 1988

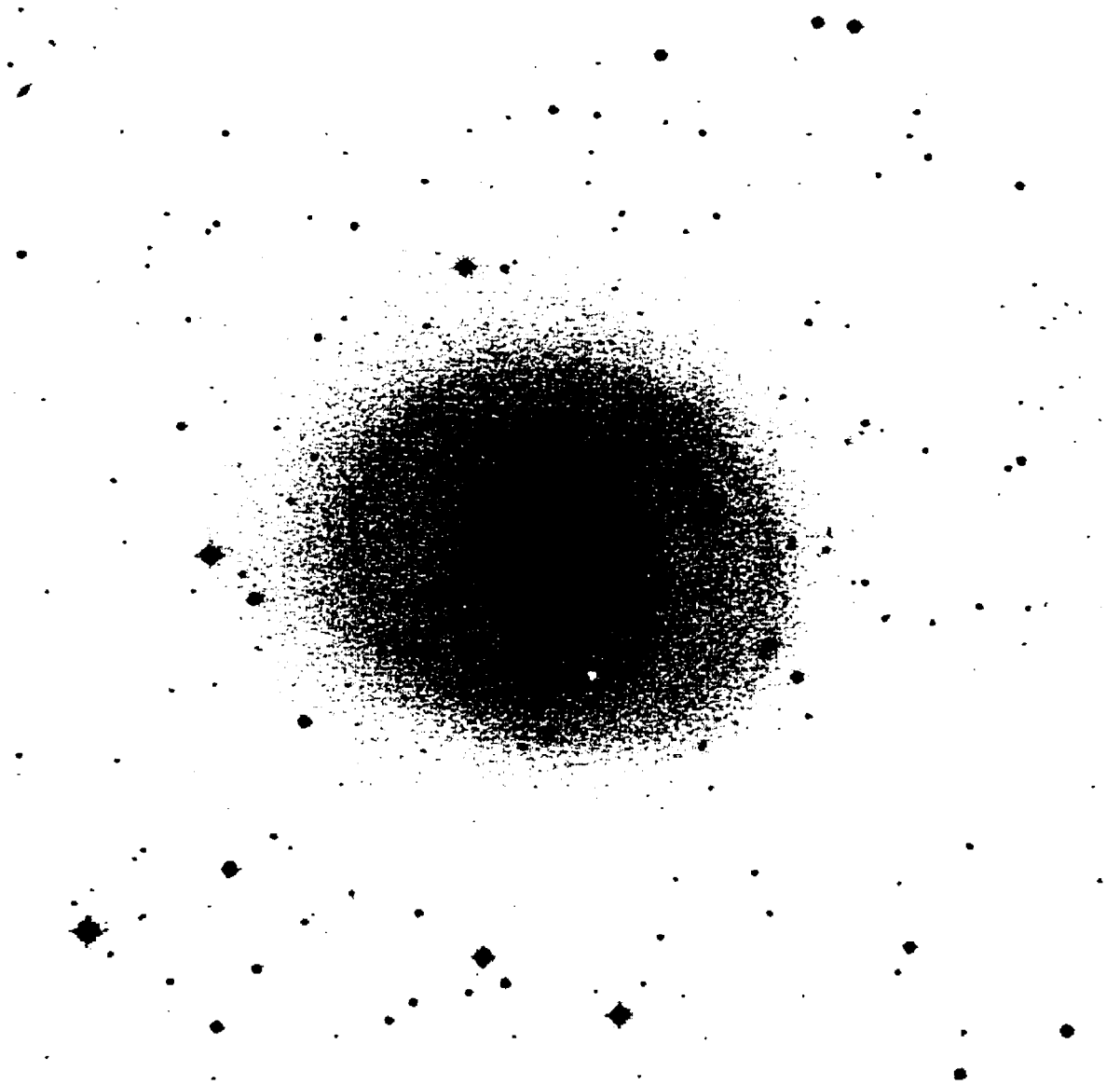


Figure 2.1: Image POSS de NGC 1068. Le champ est de 15'.

NGC 2460

Cette galaxie de type SA(s)a est la plus précoce de notre échantillon. Elle présente un noyau très brillant et une structure spirale en lentille. Les bras spiraux sont très fins et forment un pseudo-anneau externe. Cette galaxie a jusqu'ici été très peu étudiée, la banque de données NED ne contenant que 25 références à son sujet. Les données HI de Broeils (1992) indiquent que cette galaxie est en interaction avec la galaxie à sursauts de formation d'étoiles Markarian 13.

Tableau 2.3: Journal des observations: NGC 2460

	Poses	Durée
Masque B ¹	5	1800 s

1. Le masque A n'a pas été réduit en raison d'un problème d'étalonnage en longueur d'onde.

Tableau 2.4: Tableau des données physiques de NGC 2460

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	7 ^h 56 ^m 52 ^s .7	1
Déclinaison J2000	+60 ^d 21 ^m 00 ^s .0	1
Extinction galactique A_B	0,13	2
Diamètre	2,5' × 1,9'	2
Magnitude apparente	12,72	2
Magnitude absolue	-19,14	
Type morphologique	SA(s)a	3
	Sab(s)	4
Vitesse héliocentrique (km/s)	+1450	5
Inclinaison	42°	7
Angle de position	39°	7
$R_{1/2}$	0.31'	3
R_{25}	1,29'	3
Distance (Mpc)	23,6	6

1. Dressel & Condon 1976
2. NED
3. de Vaucouleurs *et alii* 1981
4. Sandage & Tammann 1981
5. Fisher *et alii* 1995
6. Tully 1988
7. Broeils 1992

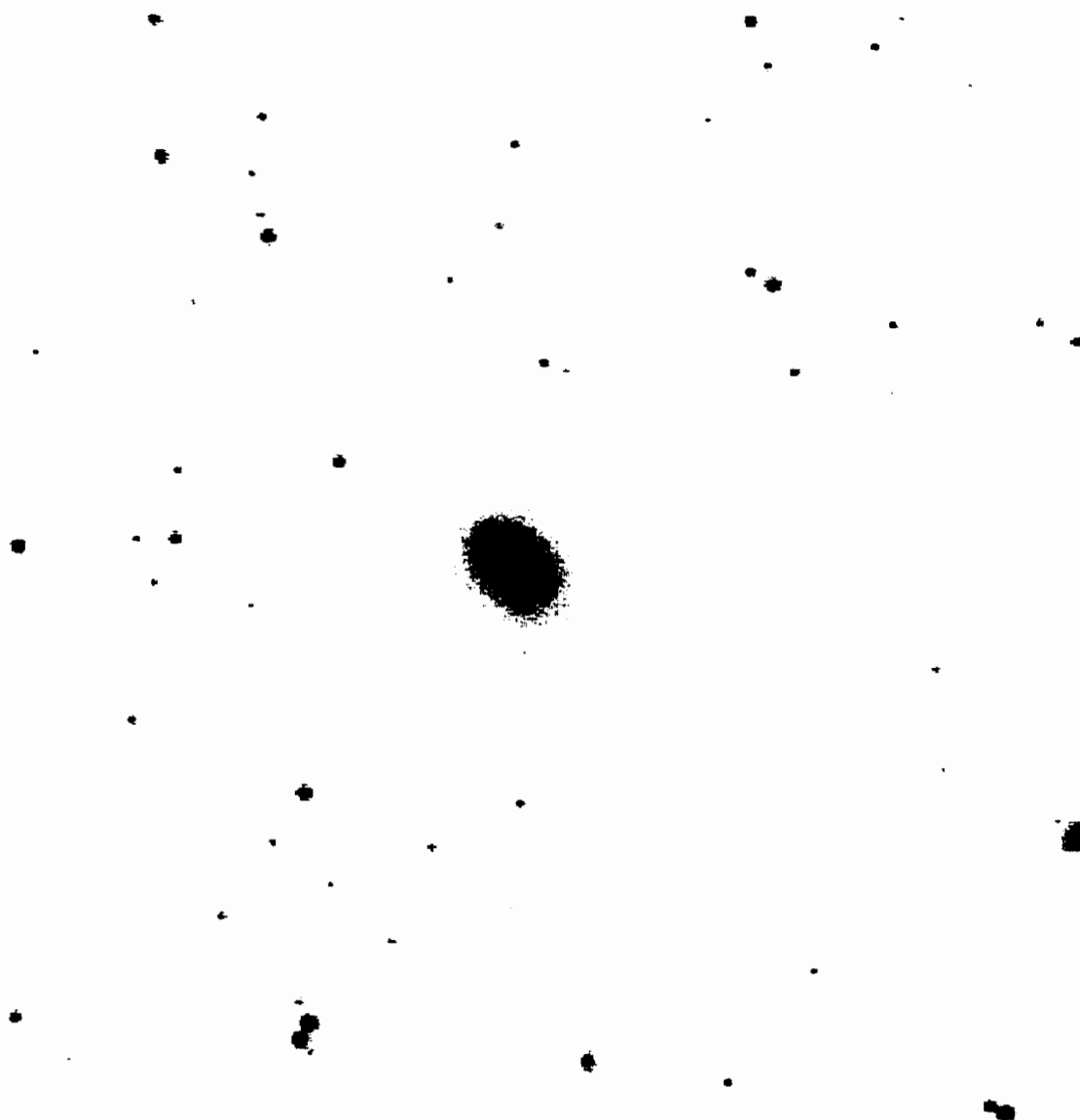


Figure 2.2: Image POSS de NGC 2460. Le champ est de 10'.

NGC 2841

Cette galaxie est le prototype des galaxies de type Sb avec des bras multiples; elle est d'ailleurs la plus précoce de ce sous-groupe [Sandage 1961]. Elle possède un anneau de gaz moléculaire et atomique, sans concentration centrale en CO [Young & Scoville 1982; Bosma 1981]. Un anneau de formation d'étoiles situé près du noyau est suggéré par les observations optiques et infrarouges [Prieto *et alii* 1985]. Cette galaxie possède l'un des profils H I les plus larges connus (~ 600 km/s). Elle a été classée comme un LINER par Heckman (1980) et Keel (1983).

Tableau 2.5: Journal des observations: NGC 2841

Bandes	Poses	Durée	Résolution
H α	4	1500 s	3,6''
H α ouest	3	1500 s	2,1''
H β	7	1500 s	3,4''
[N II]	11	1500 s	2,9''
[N II] ouest	6	2000 s	3,3''
[O III]	7	1500 s	2,9''
Rouge	6	300 s	3,4''
Visible	4	600 s	3,3''

Tableau 2.6: Tableau des données physiques de NGC 2841

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	09 ^h 22 ^m 02 ^s .7	1
Déclinaison J2000	+50 ^d 58 ^m 35 ^s .6	1
Extinction galactique A_B	0,00	2
Diamètre	8.1' × 3,5'	2
Magnitude apparente	10,09	2
Magnitude absolue	-20,3	
Type morphologique	SA(r)b:	4
	Sb	3
Vitesse héliocentrique (km/s)	+638	4
Inclinaison	65°	6
Angle de position	149°	6
$R_{1/2}$	1,26'	4
R_{25}	4,06'	4
Distance (Mpc)	12,0	5

1. Neff & Hutchings 1992
2. NED
3. Sandage & Tammann 1981
4. de Vaucouleurs *et alii* 1981
5. Tully 1988
6. Bergeman 1987, 4' centraux

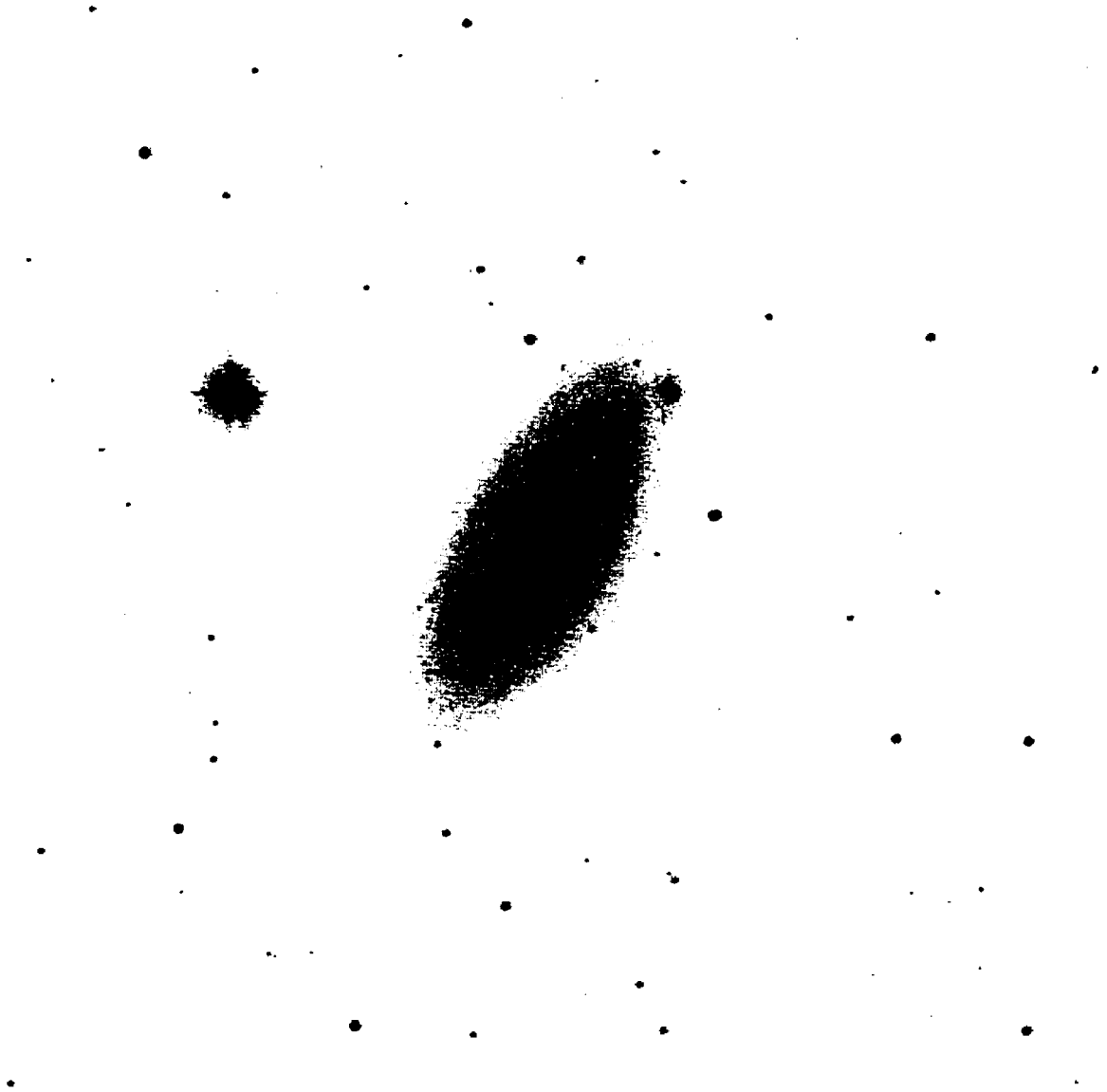


Figure 2.3: Image POSS de NGC 2841. Le champ est de 15'.

NGC 3351

Connue aussi sous le nom de M95, cette galaxie barrée possède un anneau de sursaut de formation d'étoiles en son centre [Jackson *et alii* 1989]. La présence d'étoiles O est un signe de la jeunesse du sursaut de formation d'étoiles (quelques 10^7 années). Le sursaut de formation d'étoiles serait dû au transport de gaz neutre vers le noyau et son accumulation au niveau de la résonance de Linblad interne [Alloin & Nieto 1982]. Les bras spiraux partant du bout de la barre ($\epsilon_b \sim 7$) forment un anneau presque complet. Il existe une barre moléculaire qui est perpendiculaire à la barre stellaire [Devereux, Kenney & Young 1992].

Cette galaxie fait partie (comme NGC 3368) du groupe de M96. Le disque HI de NGC 3351 est petit par rapport à son disque optique [Giovanelli (1986) dans Schneider (1986)]. Étant donné la très grande symétrie du gaz HI, il ne semble pas que ce soit dû à une interaction.

Tableau 2.7: Journal des observations: NGC 3351

	Poses	Durée
Masque A	3	3000 s
Masque B	3	2400 s
Masque C	3	3000 s

Tableau 2.8: Tableau des données physiques de NGC 3351

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	$10^{\text{h}}43^{\text{m}}57^{\text{s}}.98$	1
Déclinaison J2000	$+11^{\text{d}}42^{\text{m}}14^{\text{s}}.4$	1
Extinction galactique A_{B}	0,04	2
Diamètre	$7,4' \times 5,0'$	2
Magnitude apparente	10,53	2
Magnitude absolue	-19,1	
Type morphologique	SB(r)b	3
	SBb(r)II	4
Vitesse héliocentrique (km/s)	+778	3
Inclinaison	50°	4
$R_{1/2}$	2,14'	3
R_{25}	3,79'	3
Distance (Mpc)	10.05	5

1. Dressel & Condon 1976
2. NED
3. de Vaucouleurs *et alii* 1981
4. Sandage & Tammann 1981
5. Graham *et alii* 1997

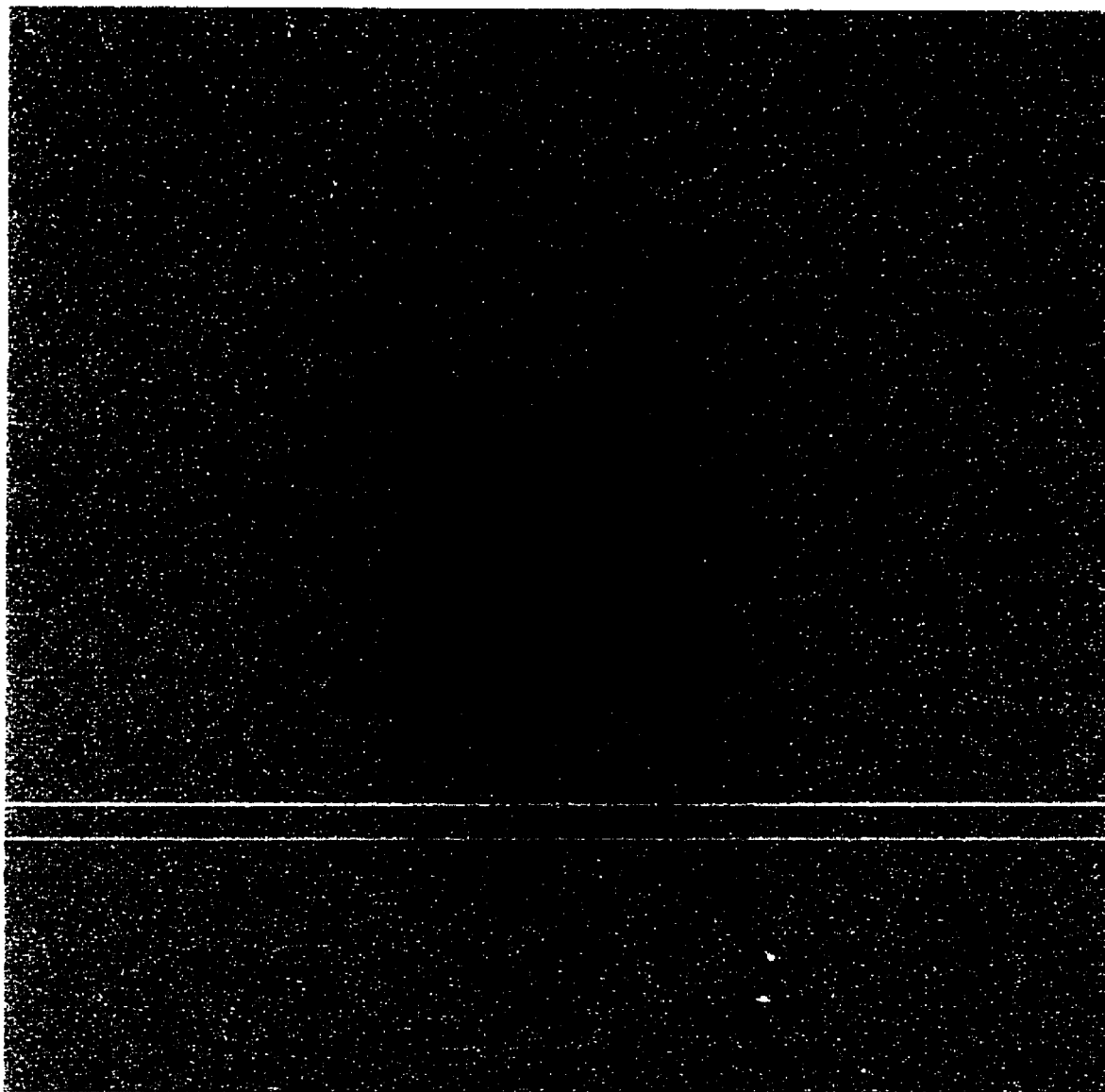


Figure 2.4: Image POSS de NGC 3351. Le champ est de 10'.

NGC 3368

Connue aussi sous le nom de M96, cette galaxie est un LINER [Keel 1983]; elle est considérée par certains comme étant une galaxie en interaction, mais cette proposition est controversée [Solomon & Sage 1988; Braine *et alii* 1993]. On note la présence d'une émission nébulaire diffuse [Gonzalez Delgado *et alii* 1997].

Tableau 2.9: Journal des observations: NGC 3368

Bandes	Poses	Durée	Résolution
H α	7	1500 s	3,3''
H β	5	1500 s	3,1''
[O III]	6	1500 s	3,3''
[N II]	16	1500 s	3,3''
Rouge	7	600 s	3,2''
Visible	8	600 s	3,0''

Tableau 2.10: Tableau des données physiques de NGC 3368

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	$10^{\text{h}}46^{\text{m}}45^{\text{s}}.6$	1
Déclinaison J2000	$+11^{\text{d}}49^{\text{m}}17^{\text{s}}.7$	1
Extinction galactique A_{B}	0.05	2
Diamètre	$7.6' \times 5.2'$	2
Magnitude apparente	10.11	2
Magnitude absolue	-19.4	
Type morphologique	SAB(rs)ab	3
	Sab(s)II	4
Vitesse héliocentrique (km/s)	+897	3
Inclinaison	45°	6
Angle de position	3°	6
$R_{1/2}$	$1.23'$	3
R_{25}	$3.79'$	3
Distance (Mpc)	8.1	5

1. Maoz *et alii* 1996
2. NED
3. de Vaucouleurs *et alii* 1981
4. Sandage & Tammann 1981
5. Tully 1988
6. Warmels 1986

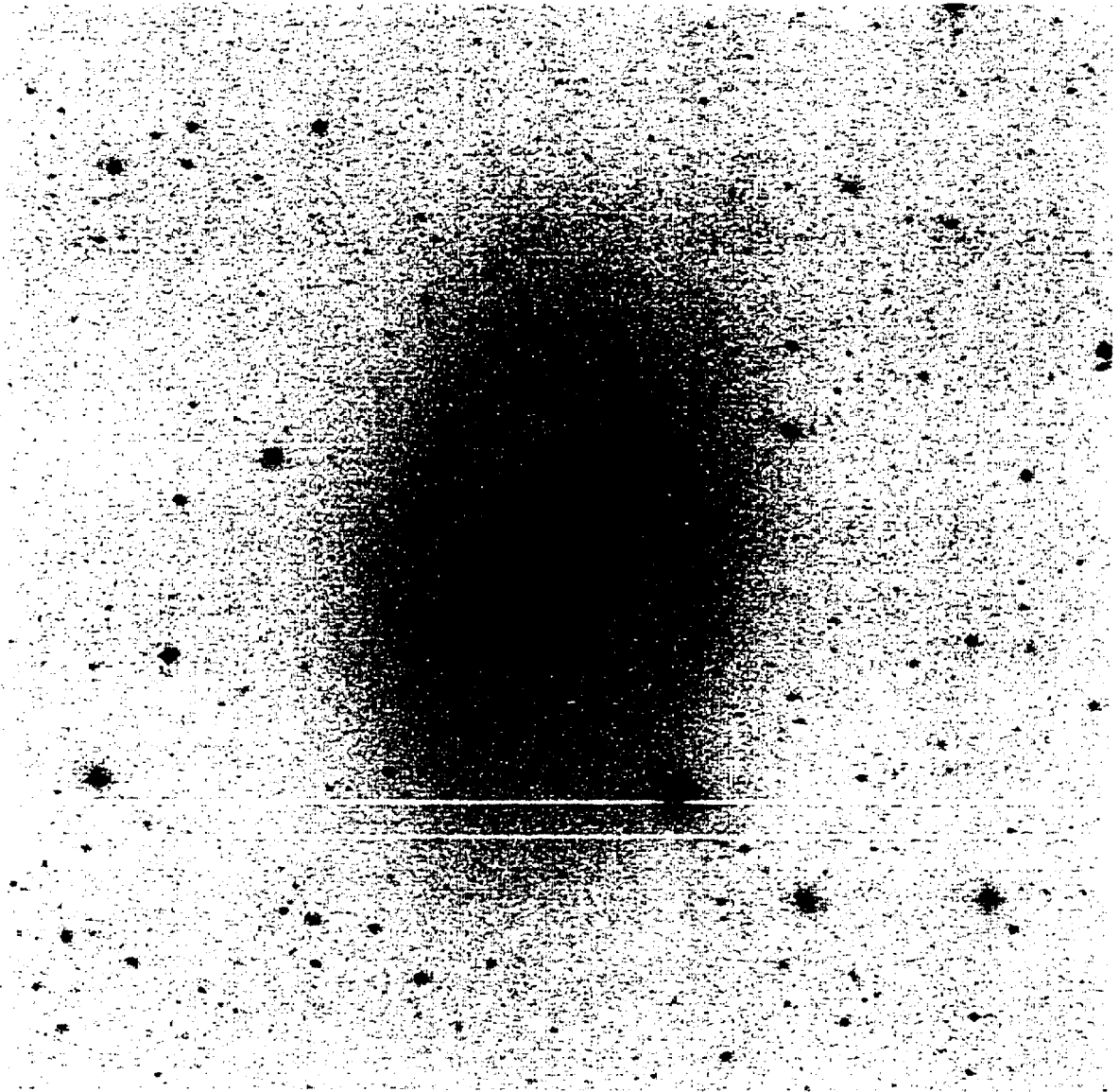


Figure 2.5: Image POSS de NGC 3368. Le champ est de 15'.

NGC 4258

Connue aussi sous le nom de M106, NGC 4258 est un membre probable du groupe de la Grande Ourse. Cette galaxie est connue pour son jet nucléaire [Courtès & Cruvellier 1961]. Cette galaxie est considérée comme un LINER s'approchant du type Seyfert [Heckman 1980]. Ellis, Gonhalekar & Efstathion (1982) notent que le continu stellaire du noyau est dominé par des étoiles de type B avec une faible contribution d'étoiles O.

Tableau 2.11: Journal des observations: NGC 4258

Bandes	Poses	Durée	Résolution
H α	3	1500 s	2,1''
H β	6	1500 s	4,3''
[N II]	8	1500 s	3,3''
[O III]	7	1500 s	3,2''
Rouge	3	600 s	4,6''
Visible	3	600 s	4,2''

Tableau 2.12: Tableau des données physiques de NGC 4258

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	12 ^h 18 ^m 57 ^s .5	1
Déclinaison J2000	+47 ^d 18 ^m 14 ^s .2	1
Extinction galactique A_B	0,00	2
Diamètre	16,6' × 7,2'	2
Magnitude apparente	9,10	2
Magnitude absolue	-20,2	
Type morphologique	SAB(s)bc Sy1	3
	Sb(s)II	4
Vitesse héliocentrique (km/s)	+448	3
Inclinaison	71°	4
$R_{1/2}$	2,09'	3
R_{25}	9,31'	3
Distance (Mpc)	7,3	5

1. Turner & Ho 1994
2. NED
3. de Vaucouleurs *et alii* 1981
4. Sandage & Tammann 1981
5. Hernstein 1997

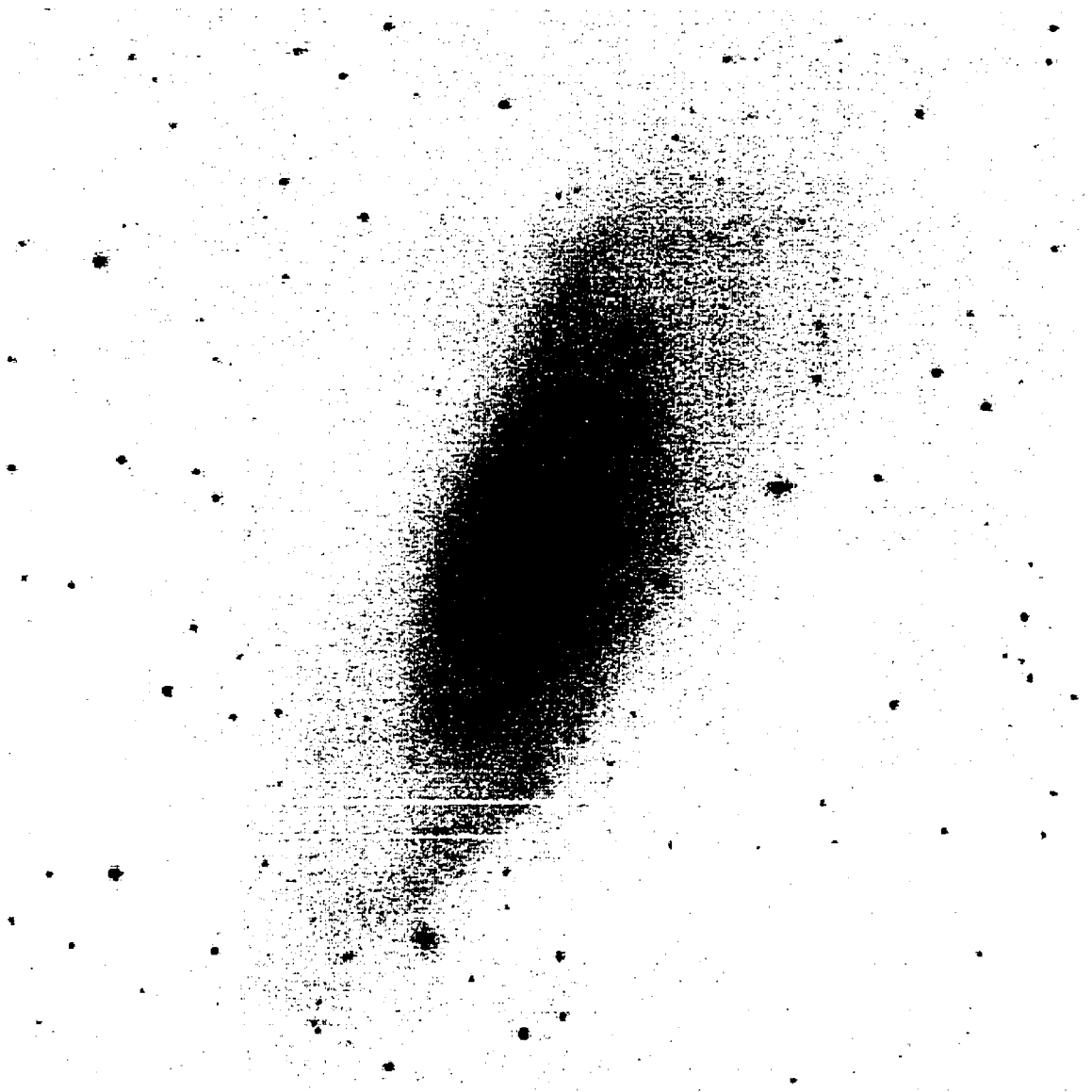


Figure 2.6: Image POSS de NGC 4258. Le champ est de 20'.

NGC 4501

Connue aussi sous le nom de M88, cette galaxie est considéré comme un LINER [Keel 1983]. Bien que cette galaxie paraisse près de M87, il semble que ce soit uniquement dû à un effet de projection car elle ne montre par de trace d'interaction notable bien que le disque HI semble tronqué [Cayatte *et alii* 1990]. Le profil HI est asymétrique, la partie sud étant nettement plus pentue que la partie nord [Warmels 1986].

Tableau 2.13: Journal des observations: NGC 4501

	Poses	Durée
Masque A	1	3000 s
Masque B	3	2400 s

Tableau 2.14: Tableau des données physiques de NGC 4501

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	12 ^h 31 ^m 58 ^s .97	1
Déclinaison J2000	+14 ^d 25 ^m 09 ^s .09	1
Extinction galactique A_B	0,09	2
Diamètre	6,9' × 3,7'	2
Magnitude apparente	10,36	2
Magnitude absolue	-20,8	
Type morphologique	SA(rs)b Sy2	3
	Sbc(s)II	4
Vitesse héliocentrique (km/s)	+2281	5
Inclinaison	58°	7
Angle de position	140°	7
$R_{1/2}$	1,29'	3
R_{25}	3,54'	3
Distance (Mpc)	16,8	6

1. Yasuda, Ohomura & Fukugita 1995
2. NED
3. de Vaucouleurs *et alii* 1981
4. Sandage & Tammann 1981
5. Binggeli, Sandage & Tammann 1985
6. Tully 1988
7. Warmels 1986

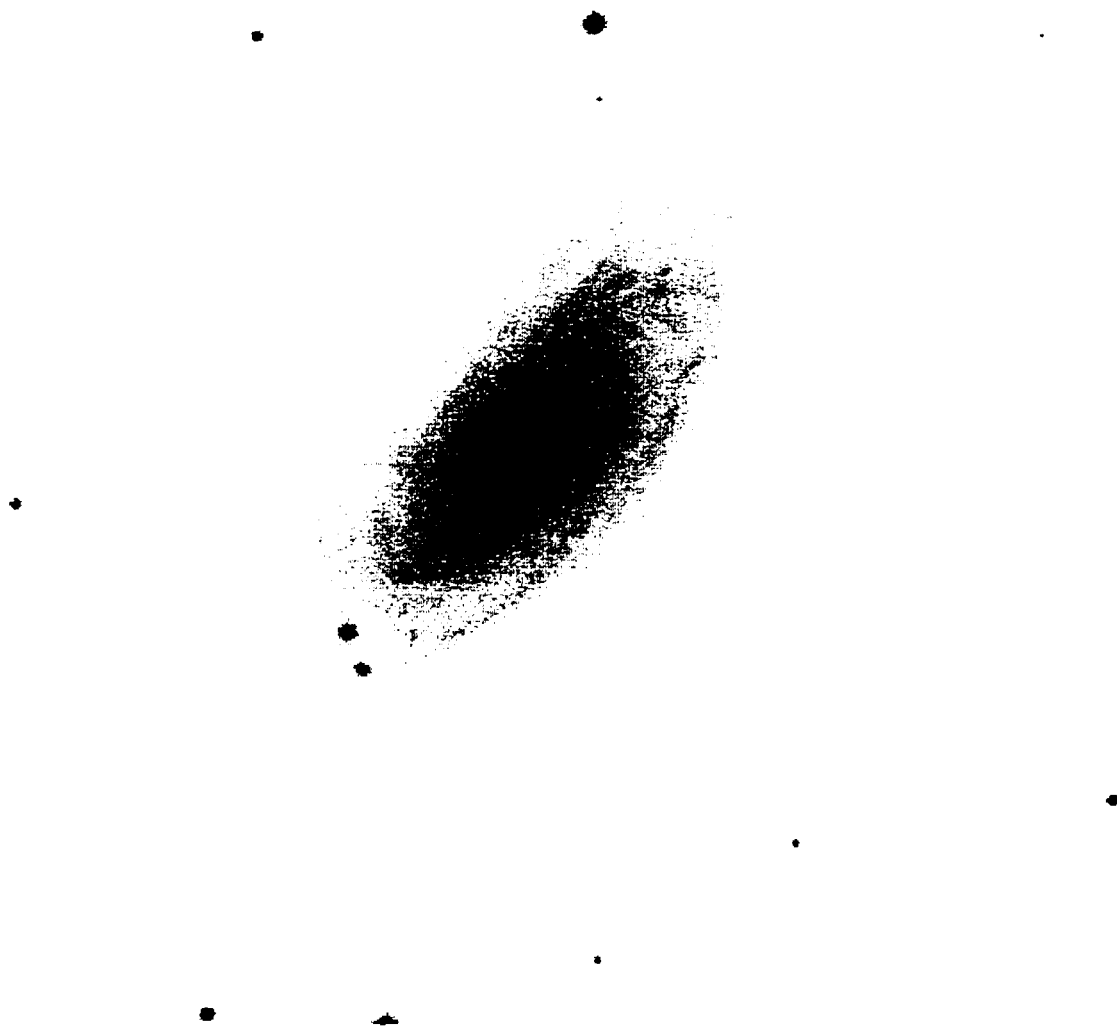


Figure 2.7: Image POSS de NGC 4501. Le champ est de 10'.

NGC 7331

NGC 7331 est un membre du quintet de Stephan. Elle présente une asymétrie de la distribution radio qui s'étend plus loin vers le sud [Klein, Wielebinski & Beck 1984]. Historiquement, cette galaxie a servi à régler le débat sur la direction de l'enroulement des bras spiraux. La présence d'un bulbe contre-rotatif a été mis en évidence dans cette galaxie [Prada *et alii* 1996].

Tableau 2.15: Journal des observations: NGC 7331

Bandes	Poses	Durée	Résolution
H α	6	1500 s	2,6''
[O III]	15	1500 s	2,9''
H β	10	1500 s	3,0''
[N II]	5	1500 s	2,6''
Rouge	3	600 s	2,6''
Visible	4,2 ¹	600 s	2,9''

1: une pose a du être interrompue durant les observations.

Tableau 2.16: Tableau des données physiques de NGC 7331

Paramètres	Valeurs	Références
Ascension droite J2000	22 ^h 37 ^m 04 ^s .1	1
Déclinaison J2000	+34 ^d 24 ^m 56 ^s .3	1
Extinction galactique A_B	0,33	2
Diamètre	10,5' × 3,5'	2
Magnitude apparente	10,35	2
Magnitude absolue	-20,4	
Type morphologique	SA(s)b LINER	3
	Sb(rs)I-II	4
Vitesse héliocentrique (km/s)	821	3
Inclinaison	75°	6
Angle de position	+167°	6
$R_{1/2}$	1,17'	3
R_{25}	5,44'	3
Distance (Mpc)	14,3	5

1. Argyle & Clements 1990
2. NED
3. de Vaucouleurs *et alii* 1981
4. Sandage & Tammann 1981
5. Tully 1988
6. Bergeman 1987

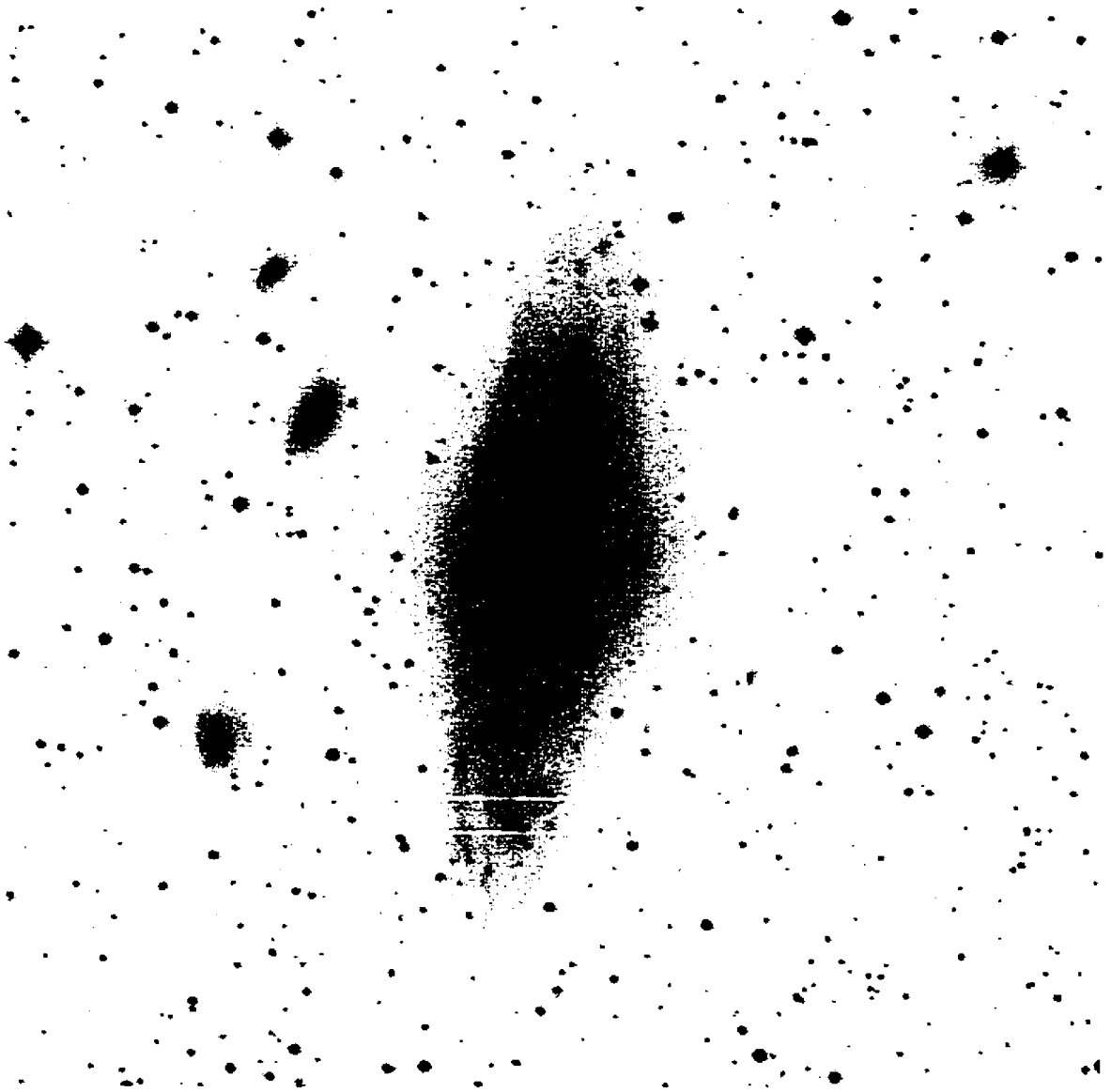


Figure 2.8: Image POSS de NGC 7331. Le champ est de 15'.

2.3 Les observations en imagerie spectrophotométrique

Les images monochromatiques des galaxies NGC 1068, NGC 2841, NGC 3368, NGC 4258 et NGC 7331 ont été obtenues au télescope de 1,6 m de l'observatoire du Mont Mégantic à l'aide du réducteur focal *Panoramix*. *Panoramix* est une transformation du réducteur focal PALILA du TCFH pour pouvoir être utilisé au télescope du Mont Mégantic. La réduction d'un facteur 4 convertit le rapport focal de $f/8 \rightarrow f/2$. Le champ total de cet instrument est de $42'$ au foyer $f/8$ dont $22'$ sont sans silhouettage. L'utilisation de filtres interférentiels de 75 mm réduit ce champ à $20'$. Il est à noter qu'en début de projet, les observations ont été effectuées à l'aide d'un réducteur focal $f/8 \rightarrow f/3,5$. Étant donné la plus grande transmission (75% pour $H\beta$ et 90% pour $H\alpha$) et la taille supérieure du champ de *Panoramix*, seule une partie de ces premières observations fut conservée pour l'analyse finale. Il s'agit d'observations qui ont permis de compléter les observations en $H\alpha$ et en $[N II]$ de la galaxie NGC 2841. En effet, étant donné la vitesse de rotation projetée importante de cette galaxie, il est seulement possible d'observer un seul côté à la fois avec un filtre de 10 Å de bande passante.

Pour effectuer les observations en imagerie spectrophotométrique, nous avons utilisé un ensemble de filtres interférentiels dont la longueur d'onde centrale était syntonisée sur la longueur d'onde des raies $H\alpha$, $H\beta$, $[O III]\lambda 5007$ et $[N II]\lambda 6583$. La bande passante de ces filtres est d'environ 10 Å pour $H\alpha$ et $[N II]$, et d'environ 20 Å pour $H\beta$ et $[O III]$. Deux filtres interférentiels à bande moyenne sont utilisés pour mesurer le continu stellaire. Le filtre continu rouge est centré à 6425 Å et possède une bande passante de 75 Å; le continu bleu se situe à 4776 Å et sa bande passante est de 62 Å. La transmission des filtres interférentiels est de l'ordre de 50% dans le rouge et de 60% dans le bleu.

L'ensemble des observations a été effectué à l'aide d'un CCD² THX de 1024 × 1024 pixels² (pixel de 19 μm). Il s'agit d'un CCD épais dont l'efficacité quantique est estimée à 30% vers 5000 Å et à 50% vers 6500 Å. Ce détecteur présente peu de défauts cosmétiques et, de par son épaisseur, crée peu de franges d'interférence.

2.3.1 Utilisation des filtres interférentiels

Les filtres interférentiels sont constitués de multiples couches minces et fonctionnent sur le même principe qu'un interféromètre de Fabry-Pérot. La lumière incidente subissant de multiples réflexions entre les différentes surfaces définissant la cavité résonante. Les interférences qui se produisent entre les différents faisceaux émergents créent un maximum en transmission lorsque la différence de chemin optique correspond à un nombre entier de longueur d'onde:

$$m\lambda = 2l_{op} \cos \theta, \quad (2.1)$$

où m est un entier, λ la longueur d'onde, l_{op} l'épaisseur optique et θ l'angle d'incidence. Aux autres longueurs d'ondes, l'interférence est destructive et la transmission est très faible.

Alors qu'un Fabry-Pérot classique utilise un espace d'air entre les surfaces réfléchissantes, un filtre interférentiel utilise une mince couche de matériel diélectrique dont l'épaisseur optique est égale à un nombre demi-entier de longueur d'onde. Les couches réfléchissantes sont constituées d'un empilement de lames quart d'onde constituées de matériaux avec un indice de réfraction alternativement faible et élevé, permettant d'atteindre des taux de réflectivité élevés près de la bande passante du filtre. Près de la bande passante et pour les longueurs d'onde plus grandes, une structure bloquante multicouche hybride métal-diélectrique permet de limiter la transmis-

²Charge Coupled Device: dispositif à transfert de charge

sion à 1×10^{-4} . Du côté bleu, on utilise généralement un filtre coloré pour limiter la transmission (Manuel de Melles Griot). Généralement, les filtres sont constitués de plusieurs cavités résonnantes afin d'obtenir des bandes de transmission avec des bords plus abrupts; pour cette raison, nos filtres possèdent trois cavités.

La longueur d'onde centrale des filtres interférentiels peut être changée en inclinant les filtres. Jusqu'à des angles de 10° , cet effet est décrit par l'équation suivante [King, Rand & Balcells 1994; Blifford 1966]:

$$\lambda_\theta = \lambda_0(1 - \sin^2 \theta / n_e^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.2)$$

où λ_θ est la longueur d'onde centrale à un angle θ , λ_0 est la longueur d'onde de référence, n_e étant l'indice de réfraction effectif ($\sim 2,05$).

L'utilisation d'un faisceau convergent produit un effet similaire à l'inclinaison du filtre en changeant la longueur d'onde centrale. Toutefois, cet effet est plus complexe et introduit en plus un élargissement de la bande passante et une diminution de la transmission maximale. Tant que l'angle du cône d'entrée est inférieur à 20° ($\sim f/5$), ces effets sont relativement faibles. Une approximation simple montre qu'il est environ égal à la moitié de ce que produirait l'inclinaison du filtre à l'angle d'incidence maximal:

$$\lambda_\theta - \lambda_0 = \frac{1}{2} \lambda_0 [(1 - \sin^2 \theta_{\max} / n_e^2)^{\frac{1}{2}} - 1]. \quad (2.3)$$

Pour un foyer $f/8$, l'angle d'incidence maximal est de $3,58^\circ$. Cela se traduit par un déplacement de la longueur d'onde centrale de $1,5 \text{ \AA}$ vers le bleu par rapport au faisceau parallèle. De plus, les changements de température modifient l'épaisseur des différents filtres et changent du même coup la bande passante. La différence est de l'ordre de $0,16 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ à 4000 \AA et de $0,25 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ à 6500 \AA . Lors de l'utilisation des filtres, il convient d'effectuer les ajustements nécessaires. Des tables ont été produites de façon à tenir compte de l'ensemble de ces facteurs [Voir l'annexe F du manuel de l'OMM].

2.4 Traitement des images

Le traitement des images effectué ici est sensiblement le même que celui décrit dans les thèses Ph.D. de Julien Belley et de Pierre Martin ainsi que dans mon mémoire de maîtrise [Belley 1990; Martin 1992; Dutil 1993] . Toutefois, certaines modifications y ont été apportées en raison des contraintes particulières associées à nos observations de galaxies de type précoce.

2.4.1 Traitement de base

Le traitement de base des images obtenues avec des filtres interférentiels à bande étroite s'effectue à l'aide de la commande CCDPROC de IRAF. La première étape consiste à soustraire un piédestal électronique en se fiant au niveau moyen d'une région non-exposée du détecteur (OVERSCAN). On soustrait aussi le signal vidéo de base produit par les amplificateurs (BIAS) et le courant d'obscurité (DARK). Dans le cas du détecteur THX, le niveau de ce dernier varie et la soustraction n'est qu'approximative. Toutefois, ce problème disparaît en partie dans les étapes ultérieures de traitement (voir 2.4.3).

2.4.2 Plages uniformes

Afin de compenser pour la variation de sensibilité de pixel en pixel, les images doivent être normalisées à l'aide d'une plage lumineuse uniforme (FLAT). Cette image peut être obtenue soit à partir d'un écran ou du fond de ciel. Cette dernière option est généralement favorisée en raison de la plus grande uniformité du fond de ciel, au prix toutefois d'une complexité opérationnelle accrue. En effet, la bande passante étroite

des filtres utilisés nous oblige à produire ces images d'étalonnage près du lever ou du coucher du Soleil. Lors de cette période, la brillance du ciel change d'un facteur deux toutes les 3 minutes 20 secondes [Tyson & Gal 1993]. Il faut donc rester alerte et estimer en temps réel les temps de pose en fonction de l'éclairement et des filtres.

Malgré sa grande uniformité, le fond de ciel présente une variation d'intensité à grande échelle. Celle-ci peut atteindre 5% par degré [Chromey & Hasselbacher 1996] dans certaines conditions. Pour minimiser l'importance de ce gradient, il est préférable de pointer le télescope au zénith. Toutefois, dans notre cas, cette règle n'a pas été respectée car, à l'époque des observations, nous ignorions l'importance de ce phénomène. En tenant compte des procédures utilisées lors de la fabrication des plages uniformes, nous estimons que les variations à grande échelle du fond de ciel n'excédaient pas 2% par degré, ce qui se ramène à une variation de 0.7% à travers le champ de notre instrument. Cette estimation exclut les effets dus à la polarisation de la lumière, qui normalement devraient être négligeables.

2.4.3 Soustraction de la lumière diffusée

En général, il suffit de diviser les images par la plage uniforme pour obtenir un résultat acceptable. Toutefois, lorsque l'on veut obtenir une précision de l'ordre de 1% sur le fond de ciel, il faut tenir compte de la lumière diffusée. Cette dernière correspond à au moins 1% du flux total, et probablement à beaucoup plus à certains endroits, mais il n'est pas possible d'en mesurer l'importance réelle. Puisque nous ne savons pas modéliser correctement ce phénomène, nous nous contentons de soustraire un polynôme de Legendre d'ordre 2 à l'aide de la fonction IMSURFIT en nous basant sur les sections du détecteur non-exposées. En prime, cette opération permet aussi de limiter les problèmes liés aux variations du courant d'obscurité observées avec le CCD Thompson.

2.4.4 Correction *a posteriori* de l'uniformité

Il arrive parfois que, malgré tous ces efforts, l'ajustement du fond de ciel ne soit pas suffisamment précis (fluctuations $\gg 1\%$). Cela est probablement dû à des réflexions internes dans le système optique lors de la production des plages uniformes; ou encore, à une forte variation de la brillance de surface du ciel à travers le champ de *Panoramix* lors des observations. Heureusement, il est possible, lorsque la galaxie couvre une petite partie du champ, d'utiliser le fond de ciel de l'image comme référence. Nous utilisons alors la fonction IMSURFIT pour ajuster une fonction de Legendre d'ordre 4. Afin d'exclure la galaxie de l'ajustement, nous utilisons le paramètre "regions", et nous définissons les sections de l'image qui seront utilisées pour faire l'ajustement.

Une fois toutes ces étapes du traitement effectuées, l'uniformité du fond de ciel devrait être meilleure que 1% à travers tout le champ. Nous considérons qu'à ce niveau d'uniformité, les problèmes créés sont peu importants comparés aux autres incertitudes liées à notre méthode.

2.4.5 Correction des problèmes dus à la rémanence

Le faible rapport focal de *Panoramix* ainsi que le grand champ qui en découle, le rendent particulièrement vulnérable à la saturation par des étoiles brillantes (ou des plages uniformes surexposées). Lorsque cela se produit, une rémanence persistante apparaît sur le CCD sous forme d'une image fantôme se dissipant lentement avec le temps. Cette rémanence possède trois causes connues:

- La capture d'électrons à l'interface entre le substrat et la partie active (Si-SiO₂) [Thomsen 1990].
- La capture d'électrons dans le substrat (Si) supportant le détecteur.
- L'augmentation de l'efficacité quantique du détecteur [Janesick *et alii* 1987].

Dans le premier cas, les électrons capturés à la surface sont éliminés par recombinaison avec les trous pendant la lecture du détecteur. Dans le second cas, les électrons sont capturés à l'intérieur du substrat et la lecture du détecteur n'a que peu d'effet. Ce phénomène se produit lorsque la longueur d'onde des photons incidents est supérieure à 6000 Å. À ces longueurs d'onde, l'absorption dans le silicium est faible ce qui permet aux photons d'atteindre le substrat. Pour des longueurs d'onde supérieures à 6500 Å, il est possible que l'efficacité quantique du détecteur soit modifiée par une exposition à la lumière. En effet, la plupart des charges créées dans le substrat de silicium vont se recombiner. Toutefois, une partie d'entre elles vont diffuser vers la couche épitaxiale. Or, l'interface épitaxiale contient des pièges à charges qui seront remplis progressivement par les charges diffusées. Comme ces sites sont désormais remplis, plus de charges peuvent alors être récupérées.

Les lectures à répétition n'ont que peu d'effet sur les charges piégées dans le substrat. Il faut donc patienter et attendre pendant quelques heures, le temps que les charges se soient toutes libérées. Or, en pratique, il n'est pas possible d'attendre aussi longtemps. La solution adoptée consiste à prendre une image du courant d'obscurité sur une période de quelques minutes dès que le problème de rémanence est remarqué.

Afin d'augmenter le rapport S/B , on convolve cette image à l'aide d'un filtre médian d'une dimension de 3×30 pixels², l'axe le plus grand étant dans le sens de lecture du CCD, la rémanence ayant tendance à s'allonger dans cette direction. On soustrait par la suite cette image des images affectées par la rémanence après l'avoir

multipliée par un facteur d'échelle approprié.

2.4.6 Alignement des images

Règle générale, les images d'une même galaxie ne sont pas exactement alignées entre elles. En effet, aux changements de positions d'une nuit à l'autre s'ajoutent les effets dus à la réfraction atmosphérique, aux flexions des instruments, quand il ne s'agit pas carrément d'un autre montage. Avant de combiner les images, il faut alors effectuer une transformation géométrique sur chacune d'entre elles pour les ramener à un système de coordonnées commun. Cette tâche s'avère fastidieuse si elle est effectuée "à la main". Toutefois, Dominique Beauchamp a développé une macrocommande sous IRAF (INTERREG) qui permet d'automatiser en partie cette procédure. Cette commande intègre les fonctions GEOMAP et GEOTRAN plus une interface qui permet de choisir interactivement les étoiles de référence. Il faut un minimum de trois étoiles de référence pour déterminer les déplacements et les échelles en x et en y ainsi que les rotations. Toutefois, il y a un peu de distorsion à travers le champ de *Panoramix* ($\sim 0.3\%$); il est donc préférable d'ajouter quelques étoiles supplémentaires, surtout si les décentrages sont importants.

L'alignement d'images qui ont été légèrement déplacées lors des observations permet de minimiser l'effet des défauts cosmétiques dus aux mauvais pixels, aux défauts des filtres, aux franges d'interférence et aux poussières sur la lentille. Il est à noter que le ré-alignement des images provoque aussi des effets pernicieux:

- Une dégradation de la qualité d'images due aux erreurs d'alignement.
- Une modification des propriétés statistiques des pixels que ne sont alors plus indépendants entre eux.

Le premier de ces problèmes peut devenir un avantage si l'on accepte de travailler sur une grille de pixels plus fine. Il est alors possible d'améliorer la résolution finale en minimisant les effets dus à l'échantillonnage [Fruchter & Hook 1997]. Le second problème ne se présentera que si on utilise une mesure directe de la variance du flux pixel à pixel. Règle générale, si l'on combine un grand nombre d'images, la variance diminuera d'un facteur deux car chaque pixel final sera en moyenne une combinaison de quatre pixels voisins. Lorsque cet effet n'atteint pas ce cas limite la caractéristique du bruit varie localement à travers l'image.

2.4.7 Combinaison des images

La combinaison des images peut s'avérer plus ardue qu'il peut le sembler au premier abord. En effet, si les conditions d'observation varient beaucoup au niveau de la transmission atmosphérique et au niveau de la brillance du fond de ciel, les propriétés statistiques des images changent tellement qu'il n'est pas possible de les combiner directement sans dégrader la qualité du résultat final³. On peut choisir de rejeter les images les plus mauvaises mais, parfois, il est absolument nécessaire de conserver toutes les images pour avoir un rapport S/B satisfaisant. Il est toutefois possible d'optimiser la combinaison en introduisant un facteur d'échelle et un poids statistique pour chaque image. On pondère en général en fonction du signal reçu. Il s'avère toutefois que cette méthode n'est pas des plus fiables lorsque les conditions d'observations sont très variables. Une approche plus rigoureuse s'impose donc.

Il est possible de maximiser la rapport S/B en utilisant un poids statistique variant en fonction des caractéristiques de l'image. Ainsi, s'il y a deux signaux (S_1

³Un problème similaire est produit par la variation de la résolution d'une image à l'autre. Une méthode a été développée pour traiter ce cas particulier [Lucy & Hook 1992]: malheureusement, elle est trop coûteuse en temps de calcul pour être appliquée à nos images.

et S_2) bruités (B_1 et B_2) que l'on veut combiner d'une façon optimale à l'aide d'un poids statistique (R), le S/B final sera:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{tot} = \frac{S_1 + S_2 R}{\sqrt{B_1^2 + B_2^2 R^2}}. \quad (2.4)$$

Pour chercher le maximum, nous dérivons d'abord par rapport à R :

$$\frac{d}{dR} \left(\frac{S}{B}\right)_{tot} = \frac{S_2}{\sqrt{B_1^2 + B_2^2 R^2}} - \frac{R B_2^2 (S_1 + R S_2)}{(B_1^2 + B_2^2 R^2)^{\frac{3}{2}}} = 0. \quad (2.5)$$

La solution optimale est alors:

$$R_{opt} = \frac{B_1^2 S_2}{B_2^2 S_1}. \quad (2.6)$$

On peut facilement montrer par récurrence que pour un nombre N de signaux bruités le poids optimal pour chacune des images est:

$$R_i = \frac{S_i}{B_i^2} \frac{1}{\sum_{i=1}^n S_i / B_i^2}. \quad (2.7)$$

Le facteur $1/\sum S_i/B_i^2$ sert à normaliser la valeur des différents poids. Si l'on s'attarde au facteur S_i/B_i^2 , on remarque que dans le cas où le bruit est dû uniquement à des fluctuations statistiques poissonniennes ($B_i = \sqrt{S_i}$), le rapport optimal R est égal à un, exactement comme dans le cas d'une moyenne normale.

Par contre, si le bruit provient de sources supplémentaires, telles que le bruit de lecture ou le bruit de fond de ciel, le poids optimum variera. Dans le cas extrême où le bruit est dominé par le fond de ciel, on remarque que R sera égal au *contrast* de l'objet par rapport au fond de ciel.

Jusqu'ici, nous n'avons parlé que de signaux et de bruits. Or, dans le cas d'une image, le signal et le bruit varient de pixel en pixel et, par conséquent, la valeur de R . Étant donné la quantité de travail requise, nous n'avons pas essayé d'écrire un programme qui optimise la combinaison d'images pixel à pixel. Il est toutefois possible

d'obtenir tout de même d'excellents résultats à condition de choisir judicieusement des valeurs de signal et de bruit représentatives du problème qui nous intéresse.

L'optimisation du rapport S/B est critique seulement lorsque ce dernier est faible. Nous avons donc choisi d'utiliser la variance du fond de ciel comme indicateur de bruit. En effet, cette dernière est produite par une combinaison du bruit provenant du signal de fond de ciel, du bruit de lecture du détecteur ainsi que d'autres bruits difficiles à modéliser de façon précise [Newberry 1991]. De plus, la variance du fond de ciel n'est pas affectée par les fluctuations naturelles d'intensité que l'on pourrait retrouver sur un objet résolu. Pour mesurer le signal, nous utilisons une région de l'objet où la brillance de surface est relativement uniforme. Ceci permet de limiter l'effet de la variation de la qualité d'image sur le flux mesuré. Cela facilite aussi le repérage des rayons cosmiques, qui doivent absolument être exclus des régions où les mesures de la statistique sont effectuées. Il est préférable de choisir des régions assez près l'une de l'autre de façon à éviter des problèmes liés aux variations de l'uniformité du fond de ciel. Il est à noter que cette mesure doit être effectuée **avant toute opération de translation**, sinon la corrélation entre pixels adjacents compromettra la mesure de la variance.

Survient finalement un dernier problème: l'élimination de la signature des rayons cosmiques. Il semble que les différents algorithmes (e.g. CRREJECT dans IRAF) utilisés pour rejeter statistiquement les rayons cosmiques produisent une dégradation du rapport signal sur bruit final. Cet effet est surtout évident lorsque la statistique individuelle des images varie beaucoup. Bien qu'il n'y ait pas de solution simple à ce problème, il est possible de limiter la dégradation en combinant d'abord les images possédant des caractéristiques similaires par petits groupes et, ensuite, en recombinaison les résultats obtenus entre eux. On peut aussi essayer différents algorithmes en fonction de la condition des images. Idéalement, il faudrait éliminer la signature des rayons cosmiques des images individuelles avant de les combiner. Malheureusement,

il est difficile de développer une méthode efficace pour enlever les traces de rayons cosmiques sur une image individuelle⁴, particulièrement lorsque ceux-ci sont à incidence rasante. La meilleure technique que j'ai pu trouver jusqu'ici est de dresser une liste des positions des signatures de rayons cosmiques avec COSMICRAYS et d'utiliser cette liste dans IMEDIT pour remplacer les pixels dans un certain rayon autour des coordonnées repérées.

Cette technique d'optimisation de la combinaison permet des gains appréciables par rapport à la méthode conventionnelle dans le cas où les conditions d'observations sont très variables (e.g. nuits avec cirrus). Un gain de 30 à 40% sur le rapport S/B est possible. Toutefois dans des conditions beaucoup plus uniformes, le gain peut s'avérer à peu près négligeable.

2.4.8 Soustraction du fond du ciel

Une fois la coaddition des images effectuée, il faut soustraire la contribution due au fond de ciel. Cette opération est délicate étant donné que le contraste entre les raies d'émission les moins intenses ([O III] et H β) et le continu stellaire sous-jacent est faible. La méthode la plus robuste pour déterminer la valeur du fond ciel consiste à mesurer le mode d'une section de l'image où l'on croit que la galaxie est absente. Il est bon de reprendre la mesure à quelques endroits pour vérifier la consistance des résultats. Dans la mesure où la correction pour l'uniformité a été bien faite, cette méthode donne des résultats excellents, le fond de ciel pouvant être soustrait avec une précision meilleure qu'un pourcent.

⁴Une technique qui pourrait s'avérer très intéressante a été développée récemment pour combiner de façon optimale les images WFPC du Télescope Spatial Hubble [Fruchter & Hook 1997].

2.4.9 Soustraction du continu stellaire sous-jacent

Plus encore que la soustraction du fond de ciel, la soustraction du continu stellaire sous-jacent est critique. Pour effectuer cette soustraction, nous utilisons des images produites par des filtres interférentiels à bande passante moyenne (65 et 75 Å), spécialement conçus pour exclure les raies d'émission nébulaires. Une difficulté majeure apparaît lorsque l'on désire déterminer le facteur d'échelle entre le continu mesuré dans le filtre à bande moyenne et le continu stellaire observé dans les filtres à bandes étroites.

Règle générale, on estime d'abord une première valeur d'essai du facteur d'échelle à partir des étoiles du champ. On utilise en général des valeurs de départ élevées que nous réduisons ensuite progressivement jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de régions où le flux résultant de l'opération de soustraction soit négatif. Cette méthode ne fonctionne toutefois pas correctement en présence d'émission nébulaire diffuse simulant un continu stellaire, ou de bandes de poussières modifiant d'une manière appréciable la couleur apparente du continu stellaire. Nous estimons qu'avec cette méthode il est possible de déterminer le facteur d'échelle avec une précision de l'ordre de 2% pour les filtres H α et [N II] et de 4% pour H β et [O III]. Cette erreur correspond à la plus petite variation de constante dont l'effet soit perceptible à l'oeil. En raison de la subjectivité et de l'imprécision associées à cette méthode, j'ai tenté d'en développer une meilleure.

Méthode de décorrélation maximale

Cette méthode a été imaginée par Pierre Martin dans le cadre de sa thèse de doctorat pour l'étude de la galaxie NGC 4321 [Martin 1992]. Elle est basée sur l'hypothèse qu'il n'y a pas de corrélation entre le flux des régions H II et celui du

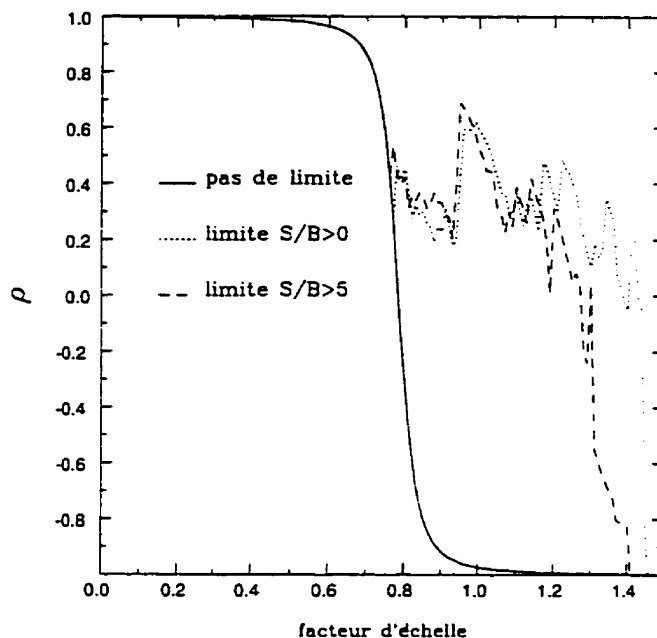


Figure 2.9: Méthode de décorrélation maximale

continu stellaire sous-jacent. Dès lors, l'existence d'une corrélation serait donc due à une mauvaise estimation du continu stellaire sous-jacent. On ajuste alors le facteur d'échelle de façon à minimiser le coefficient de corrélation. Ce dernier est défini suivant l'équation [Press *et alii* 1992]:

$$\rho = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{(x_i - \bar{x})^2} \sqrt{(y_i - \bar{y})^2}}. \quad (2.8)$$

Ce coefficient peut prendre des valeurs entre 1 et -1, en passant de la corrélation parfaite à l'anti-corrélation.

Cette méthode présente toutefois deux faiblesses majeures:

- Contrairement au postulat de départ, les raies nébulaires présentent généralement une corrélation avec le continu stellaire. Par exemple, la présence d'un gradient d'abondance radial provoque nécessairement une corrélation entre les raies nébulaires et le continu sous-jacent; c'est du moins le cas pour [N II] et

[O III]. Une minimisation de la corrélation tendra à diminuer, voire éliminer le gradient observé. On peut aussi observer une variation du taux de formation d'étoiles avec le rayon [Hodge & Kennicutt 1983], ce qui créera une corrélation entre $H\alpha$, $H\beta$ et le continu stellaire.

- Le coefficient de corrélation passe d'une manière continue de la corrélation parfaite à l'anti-corrélation pour différentes valeurs du facteur d'échelle. En fonction du degré de corrélation naturel et du rapport d'intensité entre les raies d'émission et le continu stellaire, on tendra soit à trop soustraire, soit à ne pas assez soustraire. Il n'existe donc pas d'indicateurs clairs pour optimiser la soustraction.

On peut limiter en partie la portée de ces faiblesses en posant une condition de seuil (e.g. $S/B > 5$) pour accepter une région H II dans le calcul du coefficient de corrélation. En gardant uniquement les régions *acceptables*, il est alors possible de conserver la corrélation naturelle.

Cette méthode s'est toutefois avérée inapplicable. En effet, lorsque l'on utilise la méthode du seuil, le coefficient de corrélation présente de nombreux minima locaux (voir figure 2.9) et il n'y a pas de critère fiable pouvant aider à déterminer lequel est le bon. En définitive, il faut vérifier le résultat à l'oeil, ce qui nous ramène exactement à notre point de départ.

Méthode de minimisation de l'erreur

Cette méthode tend à minimiser la différence entre le flux soustrait et le flux observé par pixel. Dans un premier temps, il faut rejeter les régions H II afin d'éviter que leur flux ne vienne perturber la mesure. On peut utiliser une table de coordonnées similaire à celle qui est utilisée pour mesurer les flux dans les régions H II; ou encore.

utiliser un critère de rapport de flux entre l'image nébulaire et le continu sous-jacent. Il faut ensuite rejeter tous les pixels dont le rapport signal sur bruit est trop faible (e.g. $S/B < 3$). Ces deux dernières opérations peuvent être effectuées avec les commandes `IMEDIT` et `IMREPLACE` dans `IRAF`. Finalement, on transfère l'image dans un fichier de texte pour pouvoir effectuer les étapes suivantes du traitement. On utilise alors `RTEXTIMAGE`.

En comparant, les flux dans les régions restantes dans le filtre à bande étroite et dans le filtre continu, on obtient alors une constante de proportionnalité:

$$r = \frac{\sum_i F_\lambda(i)}{\sum_i F_c(i)}. \quad (2.9)$$

Cette constante permet de soustraire **exactement** le flux stellaire sous-jacent (voir figure 2.11b). Cette condition ne permet toutefois pas nécessairement de minimiser l'erreur sur la soustraction. En effet, la soustraction la plus **précise** minimise l'erreur quadratique totale, exprimée comme suit:

$$\chi^2 = \sum_i [F_\lambda(i) - c F_c(i)]^2, \quad (2.10)$$

où c est le facteur d'échelle. En présence de bruit, c sera toujours inférieur à r . En effet, on peut montrer que χ^2 prend la forme générale suivante:

$$\chi^2 = \sum [(F_\lambda - cF_c)^2 + c^2\sigma_c^2 + \sigma_\lambda^2] \quad (2.11)$$

On montre alors facilement que la valeur de c minimisant le χ^2 est:

$$c = \frac{r}{1 + \frac{\sigma_c^2}{f_c^2}} = r \frac{(\frac{S}{B})^2}{1 + (\frac{S}{B})^2}, \quad (2.12)$$

où S/B est le rapport signal sur bruit caractéristique par pixel de l'image du continu. La minimalisation de l'erreur quadratique provoque donc un *biais systématique*. Pour ramener ce biais à un niveau comparable à ce que l'on peut obtenir à l'oeil, il faut avoir des rapports signal sur bruit de ~ 7 en rouge et de $\sim 4,9$ en bleu, ce qui est près de ce que l'on observe pour les images continues. Par conséquent, cette méthode n'apporte que peu de gain par rapport à la méthode "manuelle".

Optimisation de la couleur

Un des principaux problèmes rencontrés lors de la soustraction du continu stellaire est la présence d'un gradient de couleur dans la population stellaire, le centre de la galaxie étant plus rouge que le disque [Seares 1916]. Cet effet est plus important chez les galaxies de type précoce en raison de la présence d'un bulbe stellaire important. À cet effet s'ajoutent des problèmes dus à l'extinction et à la rétrodiffusion de la lumière par la poussière, qui peuvent eux aussi faire changer d'une manière notable la couleur du continu stellaire sous-jacent. Étant donné que nos filtres continus se trouvent du côté bleu des raies d'émission, *le continu stellaire près du centre galactique est systématiquement sous-estimé*. Pour améliorer la soustraction, il conviendrait donc d'effectuer une correction pour les effets de couleur.

Une première idée est d'utiliser une combinaison linéaire du continu rouge et du continu bleu, de façon à créer un continu obtenu dans une pseudo-bande correspondant à la longueur d'onde du filtre interférentiel. Il est possible d'estimer la combinaison optimale de ces 2 filtres en minimisant l'erreur quadratique totale:

$$\chi^2 = \sum_i [F_\lambda(i) - c_r F_r(i) - c_v F_v(i)]^2. \quad (2.13)$$

Il est possible ici de minimiser l'erreur quadratique sans créer de biais systématique comme nous l'avons vu dans le cas précédent. Il suffit de poser une condition de conservation de flux et d'exiger que le flux total soit égal au flux observé dans le continu stellaire sous-jacent. De plus, l'introduction de cette condition présente l'avantage de ramener le problème à une seule variable (le rapport de mélange), ce qui simplifie grandement la recherche du minimum.

Nous avons essayé cette méthode sur l'image [O III] de NGC 7331 (voir figures 2.10 et 2.11c). Cette image représente un cas particulièrement difficile, car ce filtre maximise les effets dus au gradient de couleur; la présence d'un bulbe important.

auquel s'ajoutent l'effet de bandes de poussière, provoque des changements notables de couleur du centre vers le bord.

Suite à l'optimisation du mélange, on trouve qu'il faut utiliser une combinaison de continu rouge et de continu vert dans un ratio de 1:4. Toutefois, bien que cette méthode minimise le χ^2 , elle ne donne pas des résultats très satisfaisants. En effet, elle crée systématiquement un excès de soustraction dans les régions centrales de la galaxie. Il est à noter que la région la plus atteinte ne se trouve pas *exactement au centre* de la galaxie, mais plutôt légèrement à coté de celui-ci. Il est possible de réduire cet excès un peu en relâchant la condition de conservation de flux: on utilise le fait que le biais statistique tend systématiquement à soustraire insuffisamment. Malheureusement, l'excès de soustraction dans les régions centrales persiste malgré tout.

Afin de tenter de minimiser cet effet, nous avons essayé d'autres équations pouvant décrire le χ^2 . Par exemple, nous avons minimisé l'erreur relative moyenne:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[F_\lambda(i) - c_r F_r(i) - c_v F_v(i)]^2}{F_\lambda(i)^2}. \quad (2.14)$$

Toutefois, ce choix n'a fait qu'empirer les choses. En effet, en imposant un critère sur l'erreur relative au lieu de l'erreur absolue, nous réduisons considérablement le poids des régions centrales ce qui rend la minimisation du χ^2 beaucoup moins sensible à la précision de la soustraction dans ces régions.

Suite à cet échec, nous avons pris la direction opposée en augmentant le poids statistiques des régions centrales. Par exemple, nous avons ajouté un facteur multiplicatif $F_\lambda(i)^3$. Ce facteur, permet de maintenir un poids à peu près égal pour chaque valeur du rayon, dans le cas d'un bulbe dont la brillance de surface respecte une loi en $R^{\frac{1}{4}}$ [de Vaucouleurs 1948]. Toutefois, bien que ce facteur améliore un peu la soustraction, il ne permet pas de faire disparaître la soustraction excessive dans les régions centrales de la galaxie.

Étant donné que la minimisation du χ^2 se fait à la fois par une augmentation du rapport signal sur bruit et d'une meilleure soustraction, je me suis assuré que le premier effet n'était pas dominant. En effet, puisque l'image en continu vert est généralement plus bruitée que l'image en continu rouge, il aurait été possible que la combinaison contienne beaucoup plus de rouge que nécessaire, ce qui amènerait automatiquement une sur-soustraction des régions centrales. Il est apparu toutefois que même en augmentant le seuil en rapport signal sur bruit des pixels utilisés pour les calculs, il n'était pas possible de réduire d'une manière significative la contribution du continu rouge.

Devant ces échecs répétés, j'ai tenté de trouver une nouvelle formulation qui permettrait de mieux tenir compte de la variation de couleur. J'ai alors choisi la forme suivante:

$$\chi^2 = \sum_i \left[c_0 F_{\text{continu}}(i) \left(\frac{F_r(i)}{F_v(i)} \right)^b - F_\lambda(i) \right]^2 \quad (2.15)$$

Le premier terme à l'intérieur de la sommation peut être ramené sous la forme suivante:

$$\log F_{\text{continu}} + b(\log F_r - \log F_v) + c'_0 \quad (2.16)$$

qui est l'équivalent d'une correction pour une extinction [Mihalas & Binney 1981]. Malheureusement, cette équation ne donne pas de meilleurs résultats que les essais précédents (voir figure 2.11d). En effet, l'excès de soustraction continue d'apparaître au centre de la galaxie, et qui plus est, l'erreur quadratique moyenne est plus grande que dans le cas d'une simple combinaison linéaire. Il est possible que cette dégradation du χ^2 soit due à la forme de l'équation, particulièrement le facteur F_r/F_v , qui la rend plus sensible au bruit.

En définitive, il n'a apparemment pas été possible d'obtenir un meilleur résultat qu'avec la méthode "manuelle". Dans tous les cas un excès de soustraction apparaît dans les régions centrales. Il existe deux causes possibles à cet excès:

- La formulation mathématique de l'effet de la couleur est inadéquate. Par conséquent, toutes les tentatives d'optimisation sont vouées à l'échec.
- L'excès de soustraction des régions centrales constitue la solution qui est la plus correcte physiquement. En effet, il est possible que la meilleure solution globale force localement à soustraire d'une façon inadéquate.

Tant que ces points n'auront pas été éclaircis, les techniques de mélanges de couleurs resteront inapplicables. Il serait opportun d'étudier l'utilité d'un troisième filtre continu situé très près de la raie $[O III]\lambda 5007$. En effet, les autres raies sont moins sensibles aux effets de couleur, car elles sont situées plus près des continus. D'autre part, il serait probablement plus facile de combiner les images en provenance de 2 continus avec les longueurs d'onde centrales moins distantes ou même de combiner les trois continus entre eux.

Jusqu'à nouvel ordre, la précision avec laquelle nous arrivons à soustraire le continu stellaire constituera **la limite ultime à la précision** de nos mesures et à l'utilisation de la technique d'imagerie spectrophotométrique. Au chapitre suivant, nous traiterons de la modélisation de son effet sur la détermination du gradient d'abondance et des erreurs systématiques qu'elle introduit.

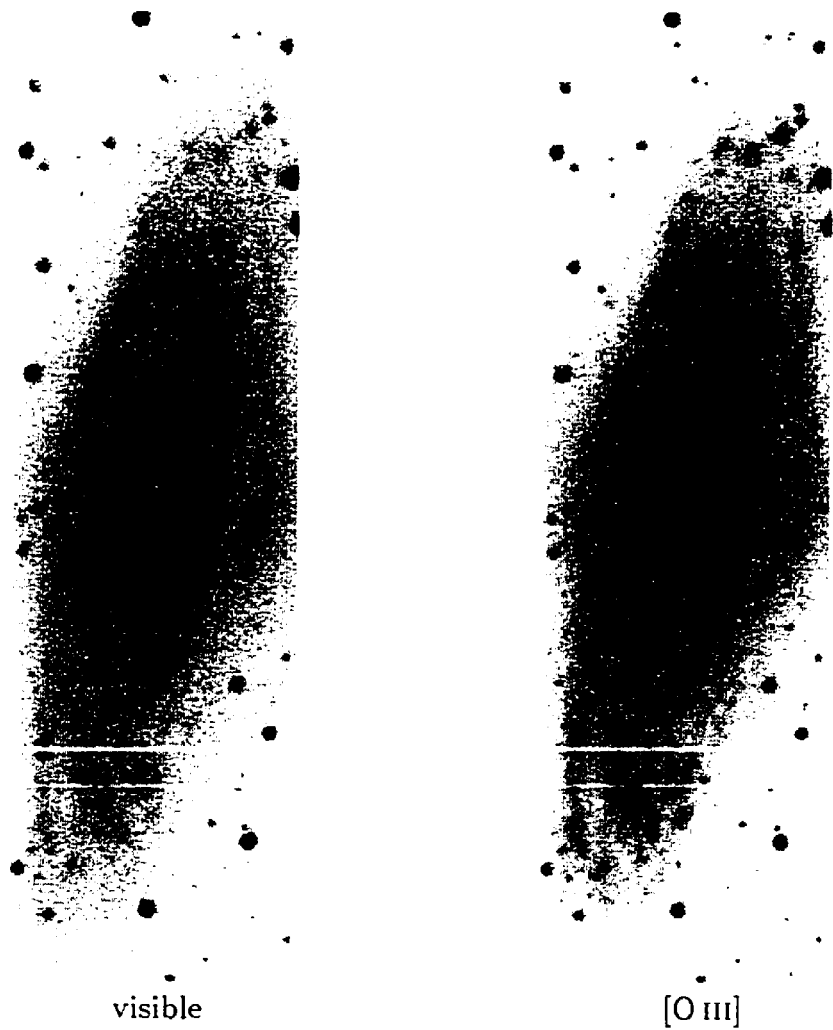


Figure 2.10: NGC 7331: Continu “visible” et [O III] avant soustraction du continu. Notez l’importance du bulbe et la faiblesse relative de l’émission [O III]. Le champ est de 3’ par 10.5’.

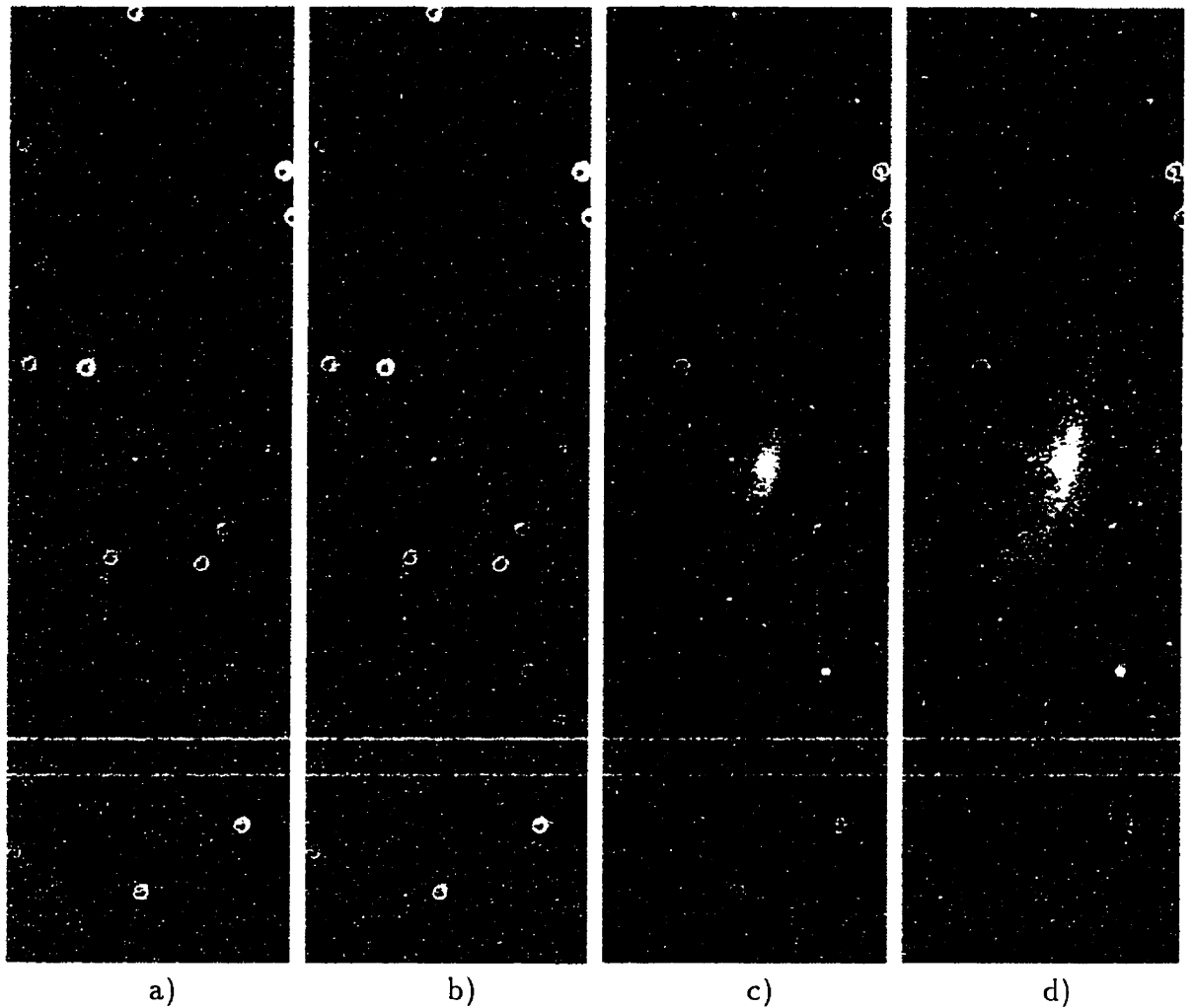


Figure 2.11: Différents résultats de soustraction du continu pour la galaxie NGC 7331 observée avec le filtre [O III]: a) Méthode “manuelle” b) Soustraction *exacte* c) Minimisation du χ^2 d) Minimisation du χ^2 avec loi de puissance.

2.5 Observations spectroscopiques

Deux séries d'observations ont été menées en spectroscopie. Les premières ont été obtenues en utilisant le spectrographe à longue fente de l'OMM et ont servi à produire un étalonnage spectrophotométrique des images monochromatiques. Les secondes furent des observations multi-objets à l'aide du spectrographe MOS du TCFH permettant de mesurer directement les rapports de raies nébulaires.

2.5.1 Le spectrographe de l'OMM

Le spectrographe monté au foyer $f/8$ de l'observatoire du Mont Mégantic possède une échelle de $0,6118''/\text{pixel}$ sur le CCD THX. L'efficacité globale du système varie entre 5 et 10% entre 5000 et 7000 Å. Lors des observations, nous avons utilisé un réseau en réflexion de 150 lignes/mm. Une fente de $61\ \mu\text{m}$ couvre $1''$ sur le ciel.

2.5.2 Le spectrographe MOS

Le spectrographe est monté via la bonnette Cassegrain au foyer $f/8$ du TCFH. Les optiques ont été conçues pour fonctionner entre 3600 Å et 10 000 Å et procurent de bonnes images pour tout cet intervalle de longueurs d'onde dans un champ de $10' \times 10'$. L'échelle finale est de $47,7\ \mu\text{m}$ par seconde d'arc. La distorsion géométrique est de 0,95% sur les bords du champ en mode imagerie. La contribution de la lumière diffusée est de l'ordre de 0,5%.

À partir d'une image, il est possible de sélectionner la position et la forme des fentes dans le mode multi-objets. Ces fentes sont ensuite découpées dans une feuille

d'aluminium anodisé à l'aide d'un laser-YAG⁵ (voir figure 2.12).

2.6 Réduction des spectres longue fente

Comme dans le cas de l'imagerie, les observations spectroscopiques doivent subir un certain nombre de traitements avant d'être analysées. La procédure diffère de l'imagerie en raison de la variation de la réponse du système (air+télescope+détecteur) en fonction de la longueur d'onde, en plus de la variation spatiale.

2.6.1 Traitement de base

Le traitement de base est similaire à ce que l'on retrouve dans le cas des images monochromatiques. Premièrement, on soustrait le piédestal électronique en se fiant au niveau moyen d'une région non-exposée du détecteur (OVSERSCAN). Deuxièmement, on soustrait le signal vidéo de base produit par les amplificateurs (BIAS) et le courant d'obscurité (DARK). Ce dernier n'étant pas très stable dans le cas du CCD THX, la soustraction sera approximative. Toutefois, ce problème est sans conséquence car les étapes ultérieures du traitement élimineront le signal résiduel.

La combinaison des spectres peut être effectuée dès cette étape si les conditions d'observation ont peu varié entre les poses (e.g. masse d'air). Dans le cas contraire, il est préférable de combiner les spectres dans la phase finale du traitement.

⁵Manuel de l'utilisateur pour MOS: http://cfht.hia.nrc.ca/manuals/mos/mos_man.html

2.6.2 Soustraction de la lumière diffusée

L'intensité de la lumière diffusée peut être estimée à partir de la valeur mesurée dans les parties non-exposée du CCD. La soustraction est effectuée en extrapolant la valeur mesurée sur les bords de la fente à l'aide d'un polynôme. On utilise en général un polynôme de Legendre d'ordre 3 pour les spectres et d'ordre 5 pour les plages uniformes car le rapport signal sur bruit y est plus grand. La fonction BACKGROUND de IRAF est utilisée pour effectuer cette opération.

2.6.3 Uniformisation de la réponse spatiale

La transmission optique du spectrographe varie suivant la position sur la fente. On peut corriger cette variation à l'aide d'une plage uniforme. Cette dernière est obtenue par l'observation d'une lampe à incandescence projetée sur un écran placé devant le télescope. Avant d'appliquer cette correction, il faut compenser la variation du signal dans le sens spectral (dû au spectre d'émission et la sensibilité du détecteur). On utilise la commande RESPONSE pour effectuer cette correction. On divise ensuite les images des tous les spectres par l'image de correction obtenue.

2.6.4 Étalonnage en longueur d'onde

Afin d'établir la loi de transformation entre les coordonnées en pixels du détecteur et la longueur d'onde observée, nous utilisons le spectre d'une lampe Cu-Ar. Après avoir effectué les traitements préalables sur cette image, nous identifions quelques raies à partir des spectres publiés. Nous utilisons ensuite la commande IDENTIFY pour dériver la loi de transformation.

Étant donné que le système optique du spectrographe crée quelques distorsions géométriques, il est nécessaire d'étendre les opérations d'identification des raies dans le sens spatial. On utilise la commande REIDENTIFY pour effectuer la cartographie des distorsions. Une fois cette opération effectuée, il faut utiliser la commande FITSCOORDS pour obtenir l'équation finale de transformation de coordonnées. Une fois cette opération complétée, on peut effectuer la transformation du système des pixels au système des longueurs d'onde grâce à la fonction TRANSFORM. Cette dernière opération corrige pour les effets de la distorsion géométrique mais **uniquement** suivant l'axe spectral.

2.6.5 Extraction du spectre

La phase suivante consiste à extraire les spectres. Cette opération s'effectue à l'aide de la commande APALL. Il faut tout d'abord centrer une fente sur l'objet étudié et définir son extension spatiale. Dans mon cas, j'ai choisi d'utiliser une fente de 25'' de large. La deuxième étape consiste à définir la région à partir de laquelle le fond de ciel sera estimé. J'ai choisi de placer cette région entre 30'' à 60'' de part et d'autre du centre de la fente pour les étoiles de calibration. Dans le cas des galaxies, j'ai utilisé une fente de 90'' à 120'', ce qui permet de limiter la contamination par la lumière du disque sans toutefois l'éliminer complètement.

Avant d'extraire le spectre, le programme cherche à suivre la position centrale de l'objet (que nous appelons communément la "trace"). En effet, la position centrale du spectre varie un peu avec la longueur d'onde. Cet effet est variable et est provoqué par la dispersion de l'atmosphère parallèlement à la fente du spectrographe et surtout par les distorsions optiques. Cette courbe est en général facile à modéliser avec une fonction "spline" cubique d'ordre 3.

Lors de l'extraction, le fond de ciel est ajusté par une droite (polynôme de Legendre d'ordre 2), puis soustrait du spectre de l'objet. Le spectre final est alors ramené à une seule dimension. Il est à noter que ces algorithmes éliminent automatiquement les signatures de rayons cosmiques d'une manière robuste.

2.7 Étalonnage spectrophotométrique

Cette étape constitue le point essentiel de notre démarche: obtenir un spectre étalonné en flux de tous nos objets. Pour ce faire, il faut caractériser la réponse du système en utilisant des étoiles spectrophotométriques standards. Il faudra aussi faire une correction pour tenir compte de l'extinction atmosphérique.

2.7.1 Correction pour l'extinction atmosphérique

Avant de corriger les effets dus à l'extinction atmosphérique, il est nécessaire de calculer la quantité d'air traversée par la lumière lors des observations (masse d'air). Si l'on suppose que l'atmosphère est constituée de plans parallèles, la masse d'air X en fonction de l'angle zénital z vaut:

$$X = 1 / \cos z. \quad (2.17)$$

L'angle zénital peut être facilement calculé en fonction de l'angle horaire, en utilisant cette équation [Bouiges 1982]:

$$\cos z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H, \quad (2.18)$$

où δ est égal à la déclinaison de l'objet observé, ϕ la latitude du lieu d'observation et H l'angle horaire au moment des observations.

Une fois la masse d'air calculée, nous effectuons la correction pour l'extinction atmosphérique en utilisant la courbe d'extinction du télescope anglo-australien (AAT) qui est situé approximativement à la même altitude que l'observatoire du Mont Mégantic (1100 m) ou celle du Mauna Kea dans le cas des observations MOS au TCFH.

2.7.2 Courbe de réponse du système

Une fois la correction pour l'extinction atmosphérique effectuée, il est aisé de déterminer la courbe de réponse instrumentale du système à partir d'étoiles spectrophotométriques standards. On utilise pour effectuer ces opérations les commandes STANDARDS et SENSFUNC dans IRAF. En général, nous combinons entre elles toutes les courbes d'étalonnage obtenues au cours de la nuit de façon à limiter les problèmes que pourrait entraîner la dispersion atmosphérique lorsque la largeur de la fente n'est pas très grande ($< 3''$). Une fois cette opération effectuée, nous conservons une fonction de sensibilité instrumentale pour chaque nuit d'observation.

Il est à noter que nous n'avons pas tenté d'étalonner en flux de façon absolue, mais seulement d'une manière relative d'une longueur d'onde à l'autre. En effet, lors des observations, il y avait de nombreux cirrus qui faisaient fluctuer la transparence de l'atmosphère. Toutefois, les nuages affectent la transmission atmosphérique d'une manière uniforme en longueur d'onde (diffusion de Mie) et ne changent donc pas la forme du spectre⁶. Il serait par contre impossible d'effectuer une correction adéquate pour obtenir les flux absolus dans des conditions photométriques aussi variables.

⁶C'est du moins le cas dans le visible (4600 et 6700 Å).

2.7.3 Étalonnage en flux

L'étape suivante consiste à étalonner les spectres en flux. Nous utilisons alors la courbe de sensibilité obtenue à l'étape précédente et l'appliquons sur les différents spectres à l'aide de la fonction `CALIBRATE`.

Les spectres sont maintenant étalonnés en longueur d'onde, dépourvus de la contribution du ciel, corrigés pour l'extinction atmosphérique et la réponse spectrale du système.

Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, nous combinons les spectres entre eux à l'aide de la commande `SCOMBINE`. Comme dans le cas de la combinaison d'images, cette fonction permet de rejeter les pixels déviants. Ici, nous utilisons un poids proportionnel au mode du flux pour effectuer la combinaison.

2.8 Réduction des données MOS

Par rapport à la réduction des spectres longue fente de l'OMM, la réduction des données du spectrographe MOS présente des difficultés particulières. En effet, dans le mode multi-objets, les fentes sont trop courtes pour que le ciel puisse être soustrait "localement" et on doit donc utiliser des fentes placées spécifiquement pour dériver le fond de ciel. De plus, les images du spectrographe MOS souffrent d'une distorsion géométrique importante, de l'ordre de 1% sur le champ en imagerie et probablement plus en spectroscopie. Ce qui ne serait qu'un désagrément en imagerie, apparaît comme une complication sérieuse pour la réduction des spectres dans le mode multi-objet.

En effet, dans notre cas, les spectres s'étendent sur un intervalle spectral très long et ne présentent généralement pas de continu stellaire suffisant pour qu'il soit possible de "tracer" le chemin suivi par le spectre. De plus, le très grand intervalle spectral couvert met en évidence le silhouettage qui rend difficile l'étalonnage en flux en bout de spectre. Finalement, le nombre important de fentes impose l'utilisation de méthodes automatiques de réduction (voir figure 2.12).

2.8.1 Correction de la distorsion géométrique

Les distorsions géométriques sont importantes dans le cas des spectres et des images MOS obtenues au TCFH. Une correction est indispensable pour obtenir une astrométrie adéquate et pour extraire les spectres du ciel et des objets. La correction de la distorsion s'effectue en deux étapes. Premièrement, on caractérise la distorsion de l'optique à l'aide de l'image d'un masque présentant une grille de pas réguliers. On détermine avec précision les coordonnées des points de cette grille avec DAOFIND. À partir des coordonnées mesurées, on détermine la grille de référence à partir des équations suivantes:

$$x_r(i) = \Delta \text{int}[x_g(i)/\Delta] \text{ et } y_r(i) = \Delta \text{int}[y_g(i)/\Delta]. \quad (2.19)$$

où Δ est le pas de la grille de référence. On compare ainsi ces coordonnées entre elles et l'on effectue les transformations géométriques nécessaires avec GEOMAP et GEOTRAN. Les quelques points abérants qui sont introduits par la signature des rayons cosmiques, la saturation des pixels et les défauts du CCD sont éliminés automatiquement dans le processus.

Si cette correction s'avère excellente pour la correction de la distorsion en imagerie, elle est toutefois insuffisante lorsqu'elle est utilisée avec des données spectroscopiques multi-objets; la distorsion résiduelle est en effet souvent supérieure à la

largeur des fentes! Il est possible que la grille soit trop petite pour bien rendre l'effet de la distorsion dans les parties externes du champ, ou encore que le réseau utilisé pour la spectroscopie introduise une distorsion supplémentaire qui n'apparaît pas en imagerie.

La difficulté ici consiste à recréer une grille de distorsion pour le mode spectroscopique. Pour ce faire, nous utilisons les spectres qui comprennent une source stellaire. Dès lors, il devient possible d'ajuster pour chacun de ces spectres un polynôme à l'aide de IMTRACE. À partir des coefficients des polynômes, on recrée une nouvelle série de points qui serviront à générer une nouvelle grille de distorsion. On procède par la suite comme en imagerie. Cette méthode étant tributaire d'un nombre suffisant de spectres stellaires, elle ne s'avère pas très robuste. Il faut souvent combiner les spectres de plusieurs nuits avant d'avoir un échantillonnage suffisant. Idéalement, l'observateur devrait donc produire une grille de distorsion spectrale à l'aide d'une "fente en pointillé" et d'une plage uniforme. Il est à noter que cette correction n'est valide que pour les distorsions internes et ne permet pas de corriger l'effet de la réfraction atmosphérique différentielle qui varie d'une image à l'autre. Cette réfraction différentielle entre $[O II]\lambda 3727$ et $[N II]\lambda 6584$ atteint une seconde d'arc à 45 degrés du zénith⁷.

⁷Voir le manuel de l'observateur du télescope Canada-France-Hawaii:
http://cfht.hia.nrc.ca/manuals/observers_manual/observers_man.html#toc

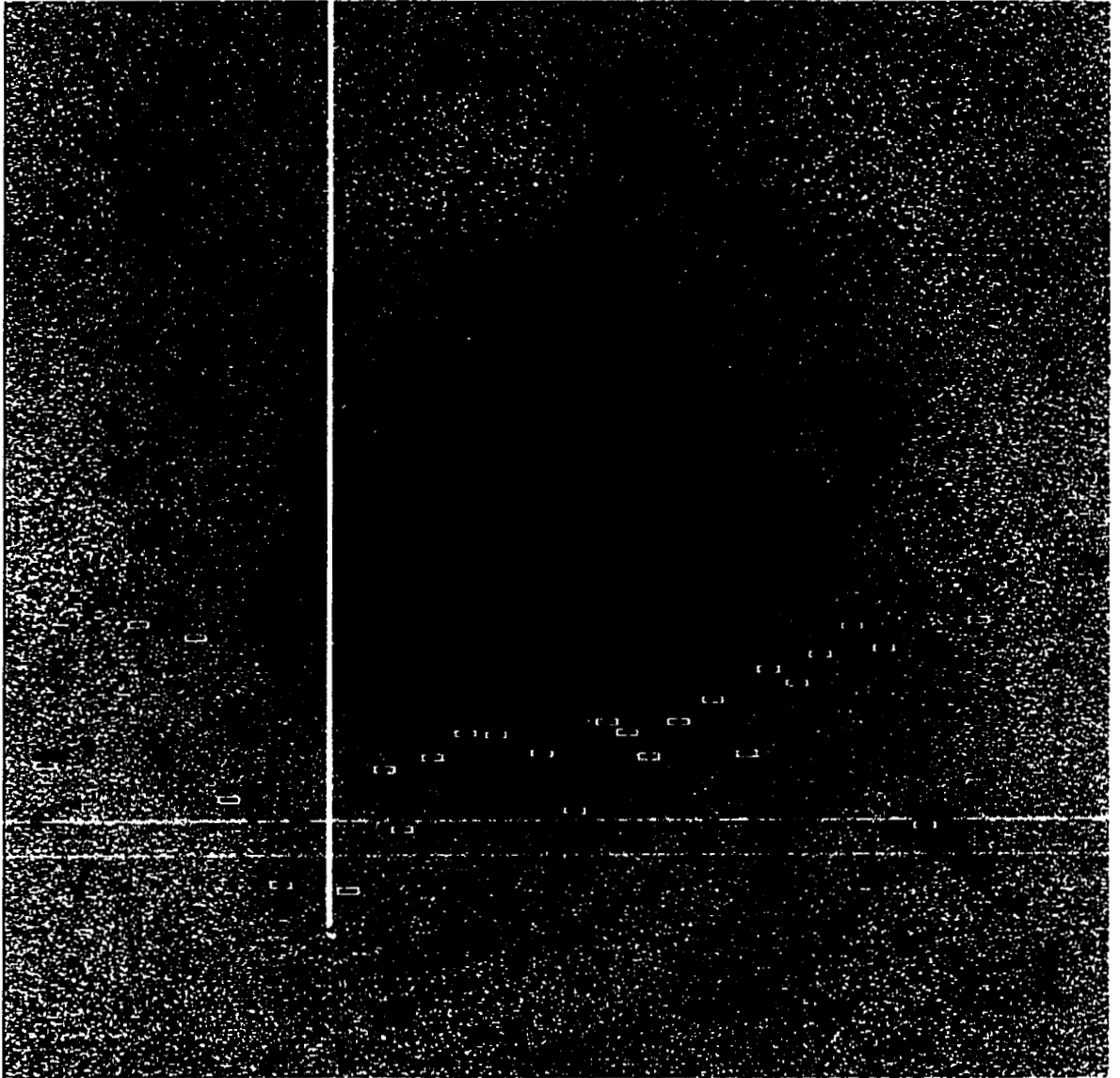


Figure 2.12: Image MOS en $H\alpha$ de NGC 3351. Les fentes du premier masque sont indiquées. Le champ est de $5'$.

La présence d'une distorsion introduit aussi d'autres problèmes plus subtils: elle modifie la taille "effective" des fentes à travers le champ, crée une corrélation entre les pixels et étale les rayons cosmiques sur plusieurs pixels ce qui complique leur élimination. De plus, l'image n'est plus carrée et il faut donc en tenir compte lorsque l'on veut déterminer les coordonnées des objets. Finalement, les procédures de correction de la distorsion modifient les fichiers en-tête des images. Il est nécessaire d'enlever toute trace de ces opérations avant d'effectuer le traitement spectral, sinon la transformation du système de coordonnées en pixels au systèmes de coordonnées en longueurs d'onde devient problématique pour IRAF.

2.8.2 Soustraction du fond de ciel

Contrairement à un spectre à longue fente, le spectre du fond du ciel n'est pas obtenu par la même fente que l'objet observé. Il faut donc soustraire le ciel à partir de fentes qui sont situées sur les bords du champ de façon à minimiser la contribution de la lumière du disque de la galaxie. En général, on utilise quatre fentes placées de part et d'autre du champ. Une au niveau de la plus basse des fentes objets et l'autre au niveau de la plus haute.

Étant donné que ces fentes sont relativement larges et situées près des bords du champ, les effets de distorsion sont importants. Les raies du ciel montrent alors un angle par rapport à l'axe de la fente. Dans ce cas, le traitement est similaire à celui d'une fente longue (voir section 2.6 et suivantes), exception faite de l'uniformisation de la réponse spatiale qui n'est pas appliquée dans le cas de MOS.

Les spectres du fond de ciel de chaque image sont ensuite combinés entre eux. Le spectre résultant est ensuite multiplié par un facteur d'échelle déterminé à partir de l'intensité de la raie $O^1D\lambda 6300$ avant d'être soustrait des spectres des objets. Ce

facteur d'échelle est optimisé pour minimiser l'effet des raies du ciel dans le rouge. Il peut ne pas être adéquat dans le bleu mais cela n'efface pas les raies d'émission⁸. car la lumière du ciel est essentiellement continue dans ce domaine de longueurs d'onde.

2.8.3 Procédure automatique

Pour chacune des galaxies, on produit quelques masques (2-3), chacun d'entre eux comprenant une vingtaine de fentes, auxquelles s'ajoutent quatre fentes de ciel. En général chaque masque est observé à trois reprises. Il est donc impensable de traiter une aussi grande quantité d'information "à la main". Des routines automatiques ont donc été mises au point afin de faciliter la réduction des données. Elles sont présentées à l'annexe E.

2.9 Étalonnage en flux des images monochromatiques

Il est nécessaire d'obtenir un étalonnage en flux dans chacune des bandes spectrales de façon à pouvoir déterminer la valeur des rapports de raies nébulaires et de là, les abondances des éléments chimiques. Bien qu'il soit préférable d'obtenir un étalonnage absolu, un étalonnage relatif suffit pour cette application astrophysique. Historiquement, il existe deux méthodes pour établir les flux des raies d'émission nébulaires obtenus à partir d'images monochromatiques [Martin 1992]:

- À partir d'un spectre d'une région H II.

⁸Elle peut être dramatique pour les raies d'absorption (voir 4.3).

- À partir d'étoiles standards spectrophotométriques observées dans les mêmes conditions que les images des objets.

La première méthode exige que l'on dispose d'un spectre d'une région H II. Il s'agit d'une contrainte qui peut s'avérer assez sévère. En effet, s'il existe des observations publiées, il est souvent difficile de les mettre en relation directe avec les images car on ne connaît pas exactement en règle générale la position de la fente du spectrographe sur la région H II. D'autre part, s'il n'existe pas de spectres publiés dans la littérature, il faut en obtenir un soi-même. Ceci peut être relativement facile lorsque les régions H II sont brillantes, car on n'a pas besoin d'utiliser un grand télescope, mais cela peut s'avérer ardu pour les régions H II faibles ou qui présentent des abondances élevées.

Le recours à une étoile spectrophotométrique standard exige que cette dernière soit observée dans les mêmes conditions instrumentales et atmosphériques que les images de la galaxie. Ces deux conditions peuvent s'avérer extrêmement difficiles à remplir à moins de restreindre l'observation aux nuits photométriques; il faut aussi être prêt à consacrer du temps à observer les étoiles standards entre chaque exposition.

Dans notre cas, les régions H II sont trop faibles pour pouvoir être observées à l'aide du télescope de l'OMM. Il a été possible dans le cas de NGC 4258 d'utiliser un spectre d'une région H II obtenu au TCFH pour établir l'étalonnage. Dans le cas des autres galaxies, nous avons contourné ce problème en utilisant un spectre, non pas d'une région H II, mais du noyau de la galaxie qui est relativement brillant chez les spirales de type précoce (voir la figure 2.13).

Il faut alors déterminer le nombre d'ADU correspondant à la fente pour chacun des filtres et puis mesurer le flux observé dans le spectre du noyau de la galaxie pour chacune des bandes spectrales à l'aide de SBAND. Cette méthode est relativement

fiable. J'ai simulé les effets d'un mauvais positionnement de la fente, d'une mauvaise détermination de la position de la bande passante et des effets de variation de la qualité d'images. Globalement, l'erreur s'avère plus petite que 5% pour l'ensemble des bandes; donc inférieure aux autres incertitudes associées à la calibration spectrophotométriques ($\sim 10\%$).

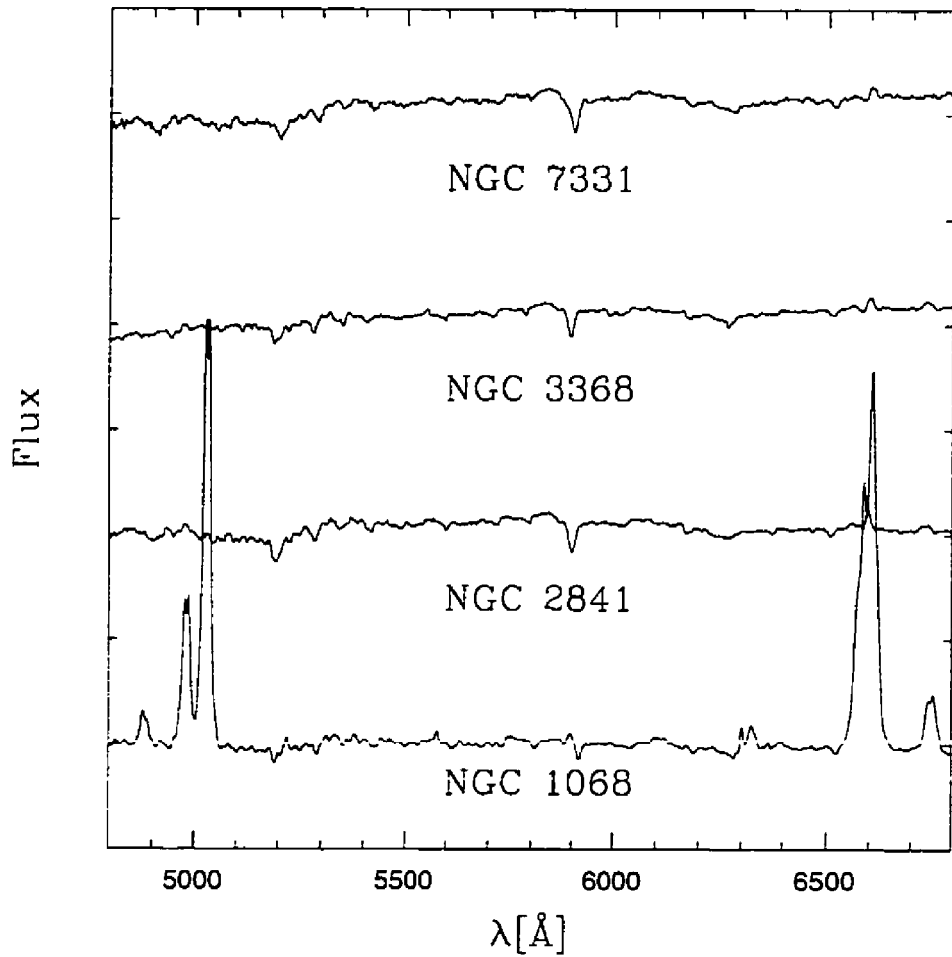


Figure 2.13: Spectres de calibration sur le noyau. Les spectres ont été normalisés de façon à ce que la valeur du continu soit égal à 1 à 5000 \AA .

2.9.1 Vérification de l'étalonnage

L'étalonnage en flux peut soulever de nombreux problèmes. Entre autres, il peut être affecté par la variation de la qualité d'image, un mauvais positionnement de la fente, des erreurs sur l'estimation de la position et de la largeur de la bande passante des filtres interférentiels, etc. Il est donc utile de posséder un mécanisme de vérification. J'ai donc développé une méthode simple qui permet de vérifier et possiblement d'établir un étalonnage directement à partir des images sans passer par la spectroscopie ou même par l'observation d'une étoile spectrophotométrique standard.

Cette méthode est basée sur trois hypothèses:

- **Étalonnage $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$:** On suppose que le spectre des étoiles du champ est plat entre $\text{H}\alpha\lambda 6563$ et $[\text{N II}]\lambda 6584$. Cela est raisonnable compte tenu que la majorité des étoiles du champ sont de type F,G et K [Nassau & Blanco 1958], pour lesquelles l'absorption en $\text{H}\alpha$ est faible. On compare ensuite le flux d'étoiles du champ dans les deux bandes spectrales.
- **Étalonnage $[\text{O III}]/\text{H}\beta$:** On suppose que le spectre continu varie peu entre ces deux raies. Ceci est généralement le cas pour les étoiles du champ qui sont principalement des étoiles de type G et K. L'indice de couleur $B-V$ moyen pour ces étoiles est environ $B-V \approx 0,75$ [Lasker, Garnavitch & Reynold 1987] avec une dispersion de $\sim 0,25$, pour des latitudes galactiques supérieures à 33 degrés. En tenant compte de la correction de $+0,5$ magnitude sur le point zéro de l'indice $B-V$ [Kitchin 1991] et de l'intervalle spectral plus restreint de notre système photométrique (4861 à 5007 \AA , au lieu de 4400 à 5500 \AA), nous obtenons une correction sur le point zéro de $0,013$ dex. L'observation d'une dizaine d'étoiles permettrait d'obtenir une précision de l'ordre du pourcent sur l'indice de couleur.

- **Étalonnage $H\alpha/H\beta$** : Étant donné le grand intervalle spectral entre ces deux raies, il n'est pas possible d'utiliser les étoiles du champ pour faire l'étalonnage. Il faut donc utiliser un autre indicateur. Dans notre cas, nous supposons que si l'on corrige *correctement* l'effet de rougissement dû à la poussière, la dispersion observée en abondance sera minimale à un rayon donné. On teste donc successivement toutes les valeurs possibles de la constante d'étalonnage pour $H\alpha/H\beta$ et l'on détermine laquelle minimise la dispersion.

Ici on introduit implicitement une constante de calibration pour $[N II]/[O III]$, car on doit présupposer les valeurs d'abondances. Cependant en utilisant la propriété suivante:

$$K_{H\alpha,H\beta} + K_{[NII],H\alpha} = K_{[NII],[OIII]} + K_{[OIII],H\beta} \quad (2.20)$$

où $K_{x,y}$ représente les différentes constantes d'étalonnage entre chaque paire de raies. On remarque qu'il est possible de déterminer une valeur pour $K_{[NII],[OIII]}$ auto-consistante dans la mesure où l'on connaît au départ $K_{[NII],H\alpha}$ et $K_{[OIII],H\beta}$. ce qu'autorise notre méthode.

De plus, comme nous nous intéressons uniquement à la dispersion en abondance, seuls les effets d'une erreur d'étalonnage sur la pente de la fonction de calibration nous intéresse. Tant que les abondances restent élevées ($12 + \log O/H > 8.3$), le résultat restera très peu sensible à la valeur de la constante d'étalonnage de $[N II]/[O III]$ (voir figure 2.14 et annexe C).

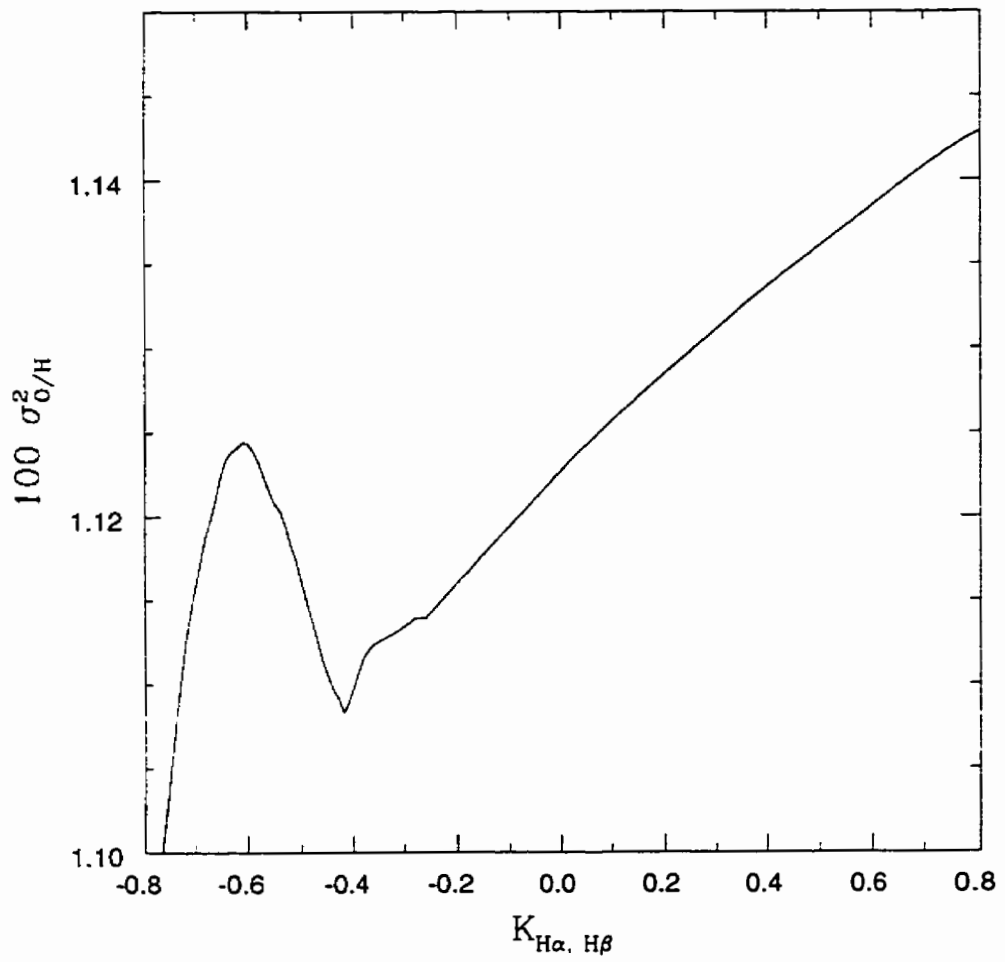


Figure 2.14: Variance résiduelle en abondance en fonction de $K_{H\alpha, H\beta}$

Cette méthode offre une bonne précision, meilleure que 0,1 dex (voir tableau 2.17) sur les constantes de calibration des rapports $[N II]/H\alpha$, $[O III]/H\beta$ et $H\alpha/H\beta$. Cela se traduit par une incertitude de 0,04 dex sur l'abondance finale. Afin d'obtenir de bon résultats, il est nécessaire de faire une correction pour la largeur de la bande passante des filtres interférentiels utilisés. Finalement, il faut garder en tête que cette méthode ne permet d'étalonner les flux que d'une façon relative. De plus, elle ne fonctionne bien que lorsque l'on possède un nombre suffisamment grand d'étoiles de champ et surtout de régions H II.

Tableau 2.17: Vérification de la calibration pour NGC 4258

Galaxies	$K_{H\alpha,H\beta}$	$K_{[NII],H\alpha}$	$K_{[OIII],H\beta}$
Spectroscopie	-0,31	0,08	-0,053
Statistique	-0,42	0,19	-0,14

Constantes de calibration [dex] obtenue avec la méthode spectroscopique et la méthode statistique.

2.9.2 Limite fondamentale de la technique spectroscopique

À mesure que le niveau d'abondance augmente, la raie $[O III]\lambda 5007$ diminue d'intensité. Parallèlement, la profondeur et le nombre des raies d'absorption du continu stellaire sous-jacent augmentent avec la métallicité. Cet effet est d'autant plus fort dans les galaxies de type précoce que la contribution des étoiles de la population d'âge intermédiaire (F,G et K) augmente. À un certain point, il n'est plus possible de mesurer correctement l'intensité d'une raie d'émission faible en raison de la présence de nombreuses raies d'absorption (voir figure 1.4). Cette limite ne peut être vaincue par un accroissement du temps d'exposition, mais seulement de façon limitée par un accroissement de la résolution spectrale. Cet effet représente la limite absolue

de la méthode spectroscopique. Seule l'utilisation de spectroscopie 3-D permettrait d'augmenter le contraste dans la mesure où il permet une discrimination spatiale et spectrale de la raie d'émission. Toutefois, il faudra que la qualité de la photométrie relative entre chaque élément de résolution spatiale soit excellente.

Chapitre 3

Considérations statistiques

“Alea jacta est” *Jules César*

3.1 Introduction

Avant d'entreprendre l'interprétation physique des phénomènes observés, il faut s'assurer de la qualité des données. Il est, entre autres, particulièrement important de tenir compte des effets statistiques. En effet, lorsque le rapport signal sur bruit est trop faible, les données n'ont plus de fiabilité physique et il faut les rejeter. Puisque l'on doit rejeter des données en fonction du rapport signal sur bruit, on introduit nécessairement des effets de sélection qui peuvent avoir des conséquences pernicieuses sur les propriétés statistiques d'ensemble. Finalement, certaines étapes de la réduction introduisent des erreurs systématiques dont il faut modéliser les effets.

3.2 Calcul du rapport signal sur bruit

Le calcul du rapport signal sur bruit nous permet d'estimer la différence entre l'intensité relative de la raie observée ΔI_r et sa valeur réelle I_r . Les fluctuations statistiques se comportent comme des signaux fluctuant de manière aléatoire en fonction du temps; elles peuvent donc s'interpréter comme une mesure du bruit global par pixel pour une image. Ainsi, du point de vue statistique le signal pour chaque région H II s'exprime [Léna 1986]:

$$\langle I(t) \rangle = \langle I_s(t) \rangle + \langle B(t) \rangle, \quad (3.1)$$

où $\langle I(t) \rangle$ est le signal brut moyen par pixel de la source d'émission et $\langle I_s(t) \rangle$ est le signal intrinsèque moyen par pixel. Le terme $\langle B(t) \rangle$ est composé du bruit moyen de la source, de celui du fond du ciel et du bruit de lecture¹. Si l'on suppose un bruit gaussien, les variances des variables indépendantes s'additionnent quadratiquement. Nous avons alors:

$$\langle B(t) \rangle^2 = Q_{\text{fond}}^2 + Q^2. \quad (3.2)$$

Le bruit $\langle B(t) \rangle$ fait intervenir d'une part le bruit de lecture Q et d'autre part Q_{fond} , qui comprend la contribution du fond du ciel Q_s , de la fraction du continu spectral associé à la galaxie et du continu spectral du ciel $\epsilon(Q_c + Q_{sc})$, où ϵ est le facteur d'échelle entre l'image du continu stellaire et l'image monochromatique. On obtient alors la relation suivante:

$$Q_{\text{fond}}^2 = (Q_s + \langle I \rangle) N_i + \epsilon(Q_c + Q_{sc} + GQ^2) N_{ic}. \quad (3.3)$$

Le terme N_i tient compte du nombre d'images monochromatiques initiales ayant été combinées pour chaque filtre (raie et continu). À partir des équations qui précèdent, nous pouvons estimer le rapport signal sur bruit des régions H II observées. Si on tient

¹Le bruit multiplicatif associé à l'utilisation de plages uniformes est considéré comme négligeable ($S/B > 100$).

compte de N_{pix} , le nombre de pixels compris dans la boîte d'intégration et de G , le gain du système, nous obtenons:

$$\langle S/B \rangle_{\text{région}} = \frac{\langle I_r \rangle N_i N_{\text{pix}} G}{\sqrt{(Q_{\text{fond}}^2 + G Q^2) N_{\text{pix}} G}}. \quad (3.4)$$

Pour les spectres, l'équation décrivant le rapport signal sur bruit est de la même forme; seuls Q_{fond}^2 et N_{pix} changent de définition. On a donc:

$$Q_{\text{fond}}^2 = ((I) + Q_c + Q_{sc} + GQ^2)N_i \quad (3.5)$$

Ici N_{pix} est le produit de la largeur de fente en pixels par la résolution spectrale en pixels et N_i est le nombre total de spectres intégrés.

Pour dériver la valeur de l'erreur en terme du logarithme de l'intensité relative, on utilise l'équation suivante:

$$\Delta \log_{10} I_r = \log_{10} \frac{\Delta I_r}{I_r} \approx 0,434 \frac{B}{S}. \quad (3.6)$$

3.2.1 Calcul du rapport signal sur bruit des rapports de raies

Pour les rapports de raies, les erreurs statistiques s'additionnent quadratiquement. Utilisant les logarithmes, nous obtenons l'équation suivante:

$$\left| \Delta \log \frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} \right| = \sqrt{[\Delta \log I(\lambda_1)]^2 + [\Delta \log I(\lambda_2)]^2}. \quad (3.7)$$

Si l'on substitue l'équation 3.6 dans 3.7, nous obtenons l'équation permettant de calculer le rapport S/B du rapport de raies:

$$\langle S/B \rangle_{\text{rapport}} = \left(\langle S/B \rangle_{\lambda_1}^{-2} + \langle S/B \rangle_{\lambda_2}^{-2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.8)$$

Il est à noter que tous ces calculs d'erreurs donnent seulement *une estimation minimale* et que l'incertitude réelle est probablement plus grande [voir Belley & Roy 1992]. En effet, aux incertitudes dues à la statistique de Poisson s'ajoutent d'autres bruits difficiles à modéliser [Newberry 1991]. Nous avons noté au chapitre précédent les problèmes associés à la combinaison d'images, aux algorithmes utilisés pour rejeter les signaux dus aux signatures des rayons cosmiques et à ceux causés par les plages uniformes. À ces causes *possibles* de bruits supplémentaires s'ajoutent les fluctuations naturelles de brillance de surface des régions H II et les fluctuations de la qualité d'image au cours des observations.

3.3 Erreur sur la détermination d'abondance

Une fois l'erreur sur le rapport signal sur bruit des rapports de raies déterminée, il est maintenant possible de calculer l'incertitude sur la détermination de l'abondance. En effet, en dérivant les équations de transformation (voir les équations 5.1 et 5.2) par rapport à $[O III]/[N II]$, nous obtenons, pour $\eta = \log [O III]/[N II] > 0.18$:

$$\delta \left(\log \frac{O}{H} \right) = 0,214\delta\eta - 0,814\eta\delta\eta + 1,218\eta^2\delta\eta - 0,472\eta^3\delta\eta \quad (3.9)$$

sinon

$$\delta \left(\log \frac{O}{H} \right) = -0,446\delta\eta + 0,05\eta\delta\eta + 0,111\eta^2\delta\eta \quad (3.10)$$

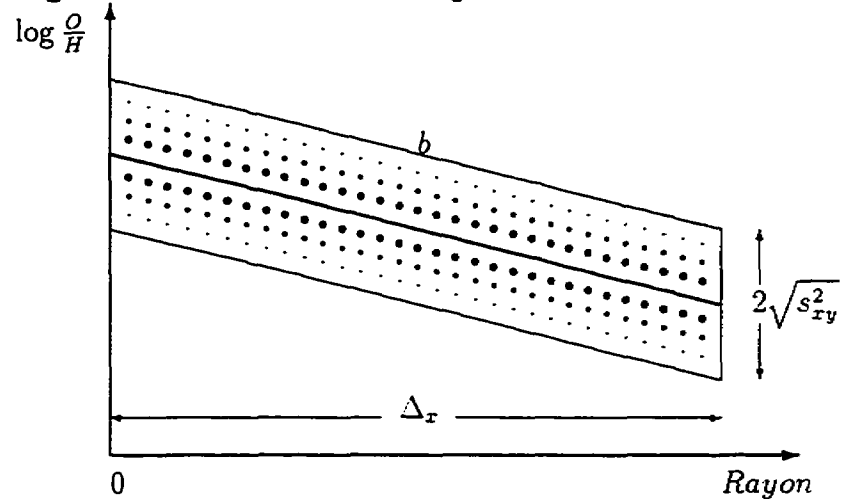
où

$$\delta\eta = 0,434 \left(\langle S/B \rangle_O^{-2} + \langle S/B \rangle_N^{-2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.11)$$

En général, aux abondances observées dans les galaxies de notre échantillon, l'approximation $\delta \left(\log \frac{O}{H} \right) \approx 0,4\delta\eta$, sera plus que suffisante. De toute manière, les erreurs introduites par la méthode semi-empirique de détermination des abondances sont beaucoup plus grandes que les effets statistiques (voir la section 3.6).

3.4 Échantillon de régions H II

Figure 3.1: Détermination du gradient d'abondance



Combien de régions H II est-il nécessaire d'observer pour dériver un gradient radial d'abondance? Ou, si l'on inverse la question, quelle information puis-je obtenir à partir de l'observation de n régions H II?

Dans le cas le plus simple, nous voulons ajuster une droite à un ensemble de points [Kreysig 1988]:

$$y = a + bx \quad (3.12)$$

où

$$b = s_{xy}/s_{xx}, \quad (3.13)$$

$$s_{xy} = \sum xy - \sum x \sum y/n, \quad (3.14)$$

$$s_{xx} = \sum x^2 - (\sum x)^2/n, \quad (3.15)$$

$$s_{yy} = \sum y^2 - (\sum y)^2/n. \quad (3.16)$$

Dans ces conditions

$$a = \bar{y} - b\bar{x}. \quad (3.17)$$

Si l'on suppose une distribution gaussienne de la dispersion en y alors

$$\sigma_a^2 = \left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{s_{xx}} \right) s_{xy}^2, \quad (3.18)$$

$$\sigma_b^2 = \frac{s_{xy}^2}{s_{xx}} \quad (3.19)$$

où

$$s_{xy}^2 = \frac{s_{yy} - s_{xy}^2/s_{xx}}{n-2} \approx \sigma_y^2 - b^2 \sigma_x^2, \quad (3.20)$$

s_{xy}^2 correspond à la dispersion des points suivant l'axe y par rapport à la droite ajustée. Pour les mesures d'abondance dans les galaxies de notre échantillon, cette dispersion prend une valeur relativement constante $\sqrt{s_{xy}^2} \approx 0,1$ dex (voir tableau 5.1).

Intéressons-nous maintenant à la forme que prennent ces équations si on suppose une distribution uniforme des points en x . Le choix de cette distribution est justifiable car, en général, on retrouve les régions de formation d'étoiles dans les bras spiraux dont la largeur est à peu près constante du centre vers l'extérieur. Il s'agit d'une hypothèse optimiste, car pour bien des galaxies la distribution de régions H II sera toute autre [Hodge & Kennicutt 1983], et ce sans compter l'effet des anneaux de formation d'étoiles ou des barres.

Pour une distribution uniforme de points entre 0 et Δ_x (voir figure 3.1), on montre facilement que:

$$\sum x = \bar{x}n = \Delta_x n/2 \text{ et } \sum x^2 = \bar{x}^2 n = \Delta_x^2 n/3. \quad (3.21)$$

On aura maintenant:

$$s_{xx} = \Delta_x^2 n/4 - (\Delta_x n/2)^2/n = \Delta_x^2 n/12, \quad (3.22)$$

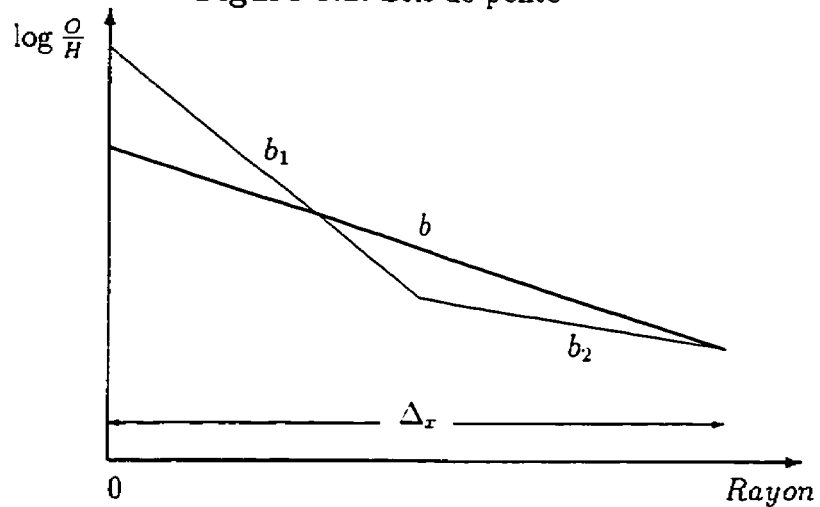
et, si l'on remplace ces valeurs dans l'équation 3.18, on obtient finalement:

$$\sigma_a^2 \approx \left(\frac{1}{n} + \frac{3}{n} \right) s_{xy}^2 = \frac{4s_{xy}^2}{n} \approx \frac{4}{n} (\sigma_y^2 - b^2 \sigma_x^2). \quad (3.23)$$

Si l'on suppose que la dispersion totale en y (σ_y^2) est dominée par la composante aléatoire ($\sigma_y^2 > b^2\sigma_x^2$), on remarque que le terme $1/n$ correspond à l'incertitude classique sur la mesure de la valeur moyenne de y . Le terme $3/n$ est rajouté pour tenir compte de l'incertitude sur l'estimation de la pente, le facteur trois entre les deux termes provenant du fait que les points extrêmes possèdent une plus grande pondération que les points centraux dans la détermination de la pente. Pour obtenir la même variance sur la valeur de l'abondance centrale que pour l'abondance moyenne, il faut donc quatre fois plus de points. Dans le cas de la détermination de la pente, on peut montrer d'une façon similaire que:

$$\sigma_b^2 \approx \frac{12s_{xy}^2}{n\Delta_x^2}. \quad (3.24)$$

Figure 3.2: Bris de pente



Si l'on veut tester l'existence d'une variation dans le gradient, cela revient à déterminer si la pente diffère entre deux parties de la distribution. Dans le meilleur des cas, le changement se produit au milieu de la région observée (voir figure 3.2). Il y a donc deux fois moins de points pour effectuer la mesure et celle-ci porte sur un intervalle deux fois moins grand ($\Delta_x/2$). Sachant que la valeur moyenne de l'abondance pour l'ensemble des points doit être la même dans les deux cas, on a donc:

$$\frac{b}{2}\Delta_x^2 = \frac{b_2}{2}\frac{\Delta_x^2}{4} + \frac{b_1}{2}\frac{\Delta_x^2}{4} + b_2\frac{\Delta_x^2}{4} \quad (3.25)$$

$$3 b_2 + b_1 = 4 b \quad (3.26)$$

où b_1 correspond à la pente dans la première moitié de la distribution et b_2 à la pente dans la deuxième. Prenons le cas où b_2 est égal à la moitié de b . La différence entre les deux gradients sera alors égale à deux fois la pente initiale. En additionnant les variances $\sigma_{b_1}^2$ et $\sigma_{b_2}^2$ quadratiquement, on obtient comme variance utilisée dans le test de changement de pente:

$$\sigma_{b_1-b_2}^2 \approx 2 \frac{12s_{xy}^2}{(n/2)(\Delta_x/2)^2} = \frac{192s_{xy}^2}{n\Delta_x^2}. \quad (3.27)$$

En terme de rapport signal sur bruit, cela se traduirait comme suit:

$$S/B_{b_1-b_2} = \sqrt{\frac{n}{192s_{xy}^2}}(b_1 - b_2) \Delta_x = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{n}{3s_{xy}^2}} b \Delta_x. \quad (3.28)$$

Si l'on effectue les mêmes calculs mais uniquement pour détecter la pente, on a:

$$S/B_b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n}{3s_{xy}^2}} b \Delta_x. \quad (3.29)$$

À rapport signal sur bruit égal et en supposant une diminution de moitié du gradient après une certaine distance, il faut donc **quatre fois plus de points** pour détecter la cassure de pente que pour détecter la pente moyenne tout court! On peut continuer plus loin la discussion et estimer combien de points il faut pour détecter deux cassures de pente tel que prédit par des modèles d'évolution galactique [Friedli & Benz 1995]. On n'aura alors plus que le tiers des points pour ajuster chaque droite ainsi que le tiers de la longueur. En considérant une différence de gradient similaire au cas précédent, on a:

$$S/B_{b_1-b_2} = S/B_{b_2-b_3} = \sqrt{\frac{n}{324s_{xy}^2}}(b_1 - b_2) \Delta_x = \frac{1}{9} \sqrt{\frac{n}{s_{xy}^2}} b \Delta_x. \quad (3.30)$$

Il faudrait donc **6,75** fois plus de points pour déterminer l'existence d'une cassure double dans ces conditions.

Le même genre d'analyse peut être fait pour des tests comparant des différences d'abondance. Par exemple, si l'on désire comparer les valeurs d'abondances à une

même distance radiale, on aura alors comme incertitude sur la valeur de l'abondance moyenne locale²:

$$\begin{aligned}
 \text{Var}[y(x_0)] &= \text{Var}[a + bx_0] & (3.31) \\
 &= \text{Var}[\bar{y} - b\bar{x} + bx_0] \\
 &= \text{Var}[\bar{y} - b(x_0 - \bar{x})] \\
 &= \left[\frac{1}{n} + \frac{(x_0 - \bar{x})^2}{s_{xx}} \right] s_{xy}^2.
 \end{aligned}$$

Par contre, dans le cas où l'on cherche à mesurer l'abondance d'un point se situant à mi-chemin du bord de la galaxie ($\Delta_x/2$), on montre facilement que:

$$\text{Var}[y(\Delta_x/2)] = \frac{s_{xy}^2}{n}. \quad (3.32)$$

Il faut garder ce résultat en tête lorsque l'on tente de détecter des asymétries dans les gradients d'abondance. Si l'on compare avec l'équation 3.23, on remarque qu'il est beaucoup plus facile de déterminer l'abondance à mi-rayon que l'abondance centrale. Cela est dû au fait que l'abondance à mi-rayon est indépendante de la pente, ce qui réduit la quantité d'information nécessaire.

Essayons maintenant de déterminer à partir des équations précédentes (3.23 et 3.29), combien de points il faut observer dans un cas typique. Prenons par exemple le cas d'une galaxie de type précoce typique: $\Delta_x = 15$ kpc, $b = 0,02$ dex/kpc et $\sqrt{s_{xy}^2} = 0,1$. On montre qu'il faut 12 régions H II pour détecter la pente avec un $S/B = 3$ et 16 régions pour déterminer l'abondance centrale avec une précision de 0,05. Dans ces mêmes conditions, 48 points sont nécessaire pour détecter une cassure dans le gradient et 81 points dans le cas d'une double cassure, mais seulement 4 points bien répartis pour déterminer l'abondance moyenne avec une précision de 0,05. Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus par Zaritsky *et alii* (1994).

²Ce formalisme permet d'étudier les cas où la distribution de régions H II ne se rend pas jusqu'au centre. Il suffit alors d'utiliser $x_0 < 0$.

3.5 Critère de rapport signal sur bruit

Étant donné la nature aléatoire du signal, des biais statistiques apparaissent aux faibles rapports signal sur bruit. En effet, les fluctuations statistiques amènent une baisse ou une hausse du signal observé par rapport au signal réel. Or, il arrive que les fluctuations statistiques élèvent des raies faibles juste au-dessus du seuil critique rendant ainsi mesurable une raie qui aurait dû être rejetée³. Cet effet peut aussi être expliqué par le fait que le rapport signal sur bruit calculé n'est qu'une estimation, au sens statistique du terme, du rapport signal sur bruit réel.

Étant donné que les fluctuations ont une importance relative plus grande pour les raies faibles que pour les raies fortes, cela affecte les valeurs mesurées des rapports de raies. Dans le cas du rapport $[N II]/[O III]$, qui nous intéresse particulièrement, cet effet provoque une *diminution* systématique du ratio $[N II]/[O III]$ et par conséquent un biais vers des valeurs d'abondances *plus faibles*. Afin d'éviter cet effet, nous n'utilisons les données que si le **rapport signal sur bruit du rapport de raies est supérieur à 5** [Rola & Pelat 1994].

Il est à noter que les effets statistiques précédents apparaissent dans un cas où il n'y a pas d'information disponible *a priori* sur les rapports de raies. Or, dans notre étude, une vérification des observations est effectuée *a posteriori* à l'aide des diagrammes diagnostiques [Osterbrock 1989; Balwin, Phillips & Terlevitch 1981]. Malheureusement, si cette méthode permet de se débarrasser de certains points aberrants (mauvais pixels, rayons cosmiques, etc), elle ne permet pas d'éliminer les cas statistiquement douteux dans notre cas.

En raison des abondances élevées observées dans les galaxies de type précoce ($12 + \log O/H > 8,5$), on s'attend à trouver un rapport signal sur bruit faible pour

³Cet effet est assimilable à la résonance stochastique [Benzi, Sutera & Vulpiani 1982].

la raie $[\text{O III}]\lambda 5007$. Or, dans le diagramme diagnostique $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ vs $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$, les fluctuations statistiques font varier uniquement le rapport $[\text{O III}]/\text{H}\beta$; aux abondances observées dans les galaxies de type précoce, le rapport $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ est presque constant et donc indépendant de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$. Ceci rend ce diagramme diagnostique tout à fait insensible aux effets de sélection attendus. Toutefois, dans le cas de la spectroscopie, étant donné le plus grand nombre de raies observées, il est possible que l'utilisation de diagrammes diagnostiques soit un outil utile pour détecter les aberrations statistiques.

3.6 Détermination de la variance résiduelle des abondances

En plus de la détermination du gradient d'abondance et de l'abondance centrale, un autre observable présente un intérêt astrophysique: l'amplitude des fluctuations d'abondance résiduelles. En effet, cet indicateur permet d'obtenir certaines informations sur l'efficacité des mécanismes de transport et de mélange du gaz interstellaire et sur la diffusion des nouveaux éléments lourds rejetés par les étoiles lors de différentes phases évolutives [Roy & Kunth 1995].

Ce que l'on observe dans la pratique, c'est la somme de tout ce qui peut créer des fluctuations du signal. On a alors:

$$\sigma_{\frac{\text{O}}{\text{H}}}^2 = \sum \sigma_{\frac{\text{O}}{\text{H}}\text{phy}}^2 + \sigma_{\frac{\text{O}}{\text{H}}\text{mod}}^2 + \sigma_{\frac{\text{O}}{\text{H}}\text{stat}}^2 + \dots \quad (3.33)$$

La seule fluctuation qui nous intéresse est $\sigma_{\frac{\text{O}}{\text{H}}\text{phy}}^2$, la fluctuation physique en abondance. Bien que l'on ne puisse déterminer avec précision l'ensemble des sources de fluctuation, il est possible d'améliorer l'estimation de la dispersion physique en abondance en soustrayant les erreurs de sources connues. Par exemple, l'erreur statistique est la somme de toute les fluctuations statistiques individuelles de chaque point. En

utilisant l'équation 3.10 nous aurons donc:

$$\sigma_{\frac{O}{H}}^2_{\text{stat}} = \frac{1}{n} \sum_n \delta \left(\frac{O}{H} \right)^2 = \frac{0,04}{n} \sum_n \left\langle \frac{B}{S} \right\rangle_{\text{NO}}^2. \quad (3.34)$$

Dans des conditions minimales de rapport signal sur bruit ($S/B > 5$), les fluctuations d'abondance introduites par les erreurs statistiques ne sauraient dépasser $\sigma \approx 0,04$ dex. Elles paraissent donc faibles par rapport à la dispersion observée ($\sigma \approx 0,1$ dex).⁴

À cette composante, s'ajoute l'incertitude introduite par la méthode de détermination des abondances indépendamment des fluctuations statistiques. Il est possible d'estimer cette incertitude en comparant deux calibrateurs entre eux. À partir d'un échantillon de 33 régions H II publiées par Ryder (1995), j'ai comparé les valeurs d'abondances obtenues en utilisant les calibrateurs $[N II]/[O III]$ et $[O II]+[O III]/H\beta$.⁵ Il suffit alors de mesurer la variances des résidus entre les deux calibrations et d'y soustraire la contribution due aux erreurs statistiques. En supposant que les deux calibrateurs sont aussi incertains l'un que l'autre, j'estime que l'incertitude associée à la méthode de détermination ne dépasse pas 0.06 dex dans le régime d'abondance observé.

Par conséquent, la dispersion totale associée aux erreurs statistiques et à la méthode de détermination des abondances ne saurait dépasser 0,07 dex.

⁴Il ne faut pas oublier que les fluctuations s'additionnent quadratiquement. Une contribution de 0,05 dex à une variance de 0,1 dex n'est donc que de un quart du total et non pas une demie.

⁵Étant donné que la raie $[O II]$ est beaucoup plus forte que $[O III]$ aux abondances élevées, ces deux indicateurs peuvent être considérés comme indépendants.

3.7 Effets de sélection

Puisque nous imposons un critère sur le rapport signal sur bruit du rapport de raies, on risque d'introduire des effets de sélection favorisant les rapport $[N II]/[O III]$ plus faibles et donc des abondances plus faibles. Même si cet effet agit dans la même direction que l'effet décrit à la section 3.5, sa cause est une contrainte observationnelle car on n'observe pas les régions H II où l'abondance est très élevée car $[O III]\lambda 5007$ est trop faible. Utilisons un modèle simple pour illustrer cet effet. Partons d'une équation d'étalonnage que l'on suppose linéaire afin de simplifier les calculs:

$$\log \frac{O}{H} = c_0 \log \frac{[O III]}{[N II]} + c_1 \text{ où } c_0 = -0,4 \text{ et } c_1 = 8,75. \quad (3.35)$$

De là, on dérive facilement une équation reliant les flux de photons $[O III]$ et $[N II]$ en fonction de l'abondance de l'oxygène:

$$[O III] = 0,76 c_2 [N II] 10^{c_0'(\log O/H - c_1)}, \quad (3.36)$$

où $c_0' = 1/c_0 = -2,5$.

La constante c_2 permet de tenir compte de l'extinction différentielle et de la variation de l'efficacité quantique du détecteur entre $[N II]$ et $[O III]$. Le facteur 0,76 sert à convertir les ratios de flux en énergie en ratio de flux de photons. On peut calculer maintenant le rapport signal sur bruit de $[N II]/[O III]$, en ne tenant compte uniquement que du bruit poissonnien sans fond de ciel:

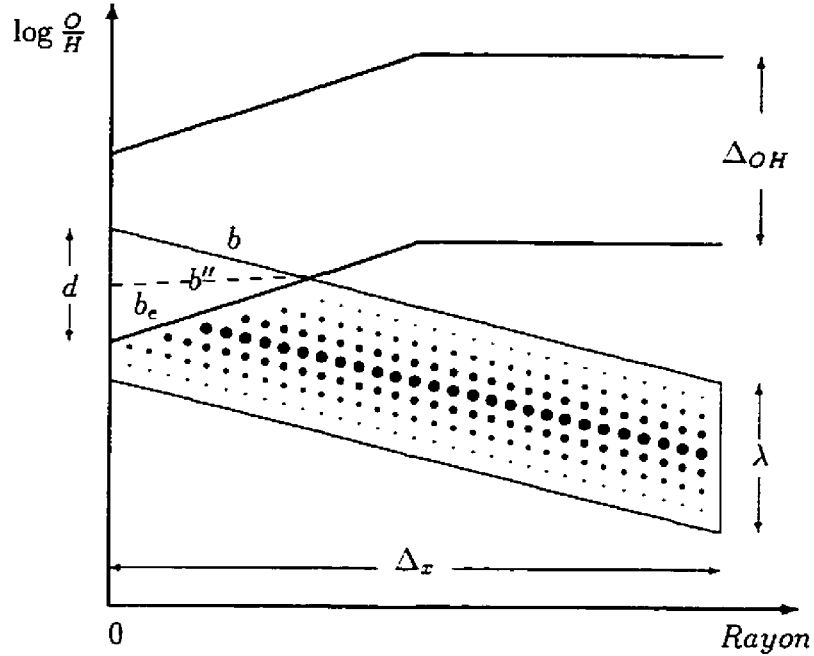
$$\left(\frac{S}{B}\right)_{NO} = \left(\frac{1}{[O III]} + \frac{1}{[N II]}\right)^{-1/2}. \quad (3.37)$$

En remplaçant $[O III]$ en utilisant l'équation 3.36, on obtient:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{NO} = \sqrt{[N II]} \left(\frac{\mathcal{F}(\frac{O}{H})}{1 + \mathcal{F}(\frac{O}{H})}\right)^{1/2}. \quad (3.38)$$

où $\mathcal{F}(O/H) = 0,76c_2 10^{c_0'(\log O/H - c_1)}$.

Figure 3.3: Géométrie de la zone d'exclusion



On remarque dans cet exemple que le rapport signal sur bruit final ne dépend que de l'abondance O/H et du flux en $[N II]$.

Puisque le rapport signal sur bruit final ne dépend que de $\mathcal{F}(\frac{O}{H})$ et de $[N II]$, les courbes de complétude égale correspondront à des abondances constantes. Toutefois, si on tient compte de la présence du continu sous-jacent, du fond de ciel et du bruit de lecture, on aura alors:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{NO} = \left(\frac{[O III] + Q_1}{[O III]^2} + \frac{[N II] + Q_2}{[N II]^2} \right)^{-1/2}. \quad (3.39)$$

Dans le cas où ces bruits sont dominants, on a:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{NO} = [N II] \mathcal{F}\left(\frac{O}{H}\right) \left[\frac{1}{Q_1 + Q_2 \mathcal{F}\left(\frac{O}{H}\right)^2} \right]^{1/2}. \quad (3.40)$$

En choisissant une distribution exponentielle de lumière pour le continu stellaire sous-

jacent, on obtient:

$$Q_i = k_{i0}e^{-r/r_0} + k_{i1}. \quad (3.41)$$

Près du centre galactique où le disque stellaire est très brillant et les abondances très élevées $\mathcal{F}(\frac{O}{H}) \ll 1$, on peut ramener l'équation 3.40 à:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{NO} = [N II] \mathcal{F}\left(\frac{O}{H}\right) \frac{e^{r/2r_0}}{\sqrt{k_{10}}}. \quad (3.42)$$

Vers le bord du disque, il est possible que l'on soit dominé par le fond de ciel et le bruit de lecture, par contre les abondances y sont plus faibles. L'équation 3.40 prend alors la forme:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{NO} = \frac{[N II] \mathcal{F}\left(\frac{O}{H}\right)}{\sqrt{k_{11} + k_{21} \mathcal{F}\left(\frac{O}{H}\right)}}. \quad (3.43)$$

3.7.1 Biais sur la pente et sur l'abondance mesurées

À partir de ces équations, il est maintenant possible de déterminer les conséquences de cet effet de sélection sur l'estimation de la pente et de l'abondance centrale. À partir des équations de la section 3.6, il est facile de montrer que la pente et l'abondance centrale observées suivront les équations suivantes:

$$a' = \bar{y}' - b'\bar{x}', \quad (3.44)$$

$$a - a' = (b' - b)\Delta x. \quad (3.45)$$

Définissons maintenant deux variables auxiliaires:

$$b'' = \frac{b + b_e}{2} \text{ et } b_\Delta = b - b_e. \quad (3.46)$$

Sachant que

$$\sum y' = \sum y - \sum y_e, \quad (3.47)$$

il en découle une loi de conservation de la somme. Or, cette loi peut s'exprimer pour une distribution uniforme comme une loi de conservation des aires. On peut écrire cette loi sous la forme suivante:

$$\frac{(b' - b)\Delta_x^2}{2} \cong \frac{d^2}{2b_\Delta}. \quad (3.48)$$

De là on tire.

$$b' \cong b - \frac{d^2}{\Delta_x^2 b_\Delta}. \quad (3.49)$$

Cette équation est exacte tant que $d < \lambda/2$ et est une bonne approximation dans les autres cas. Il est à noter qu'en raison d'un effet de saturation $b' > (b - b'')/2$ en toutes circonstances. À partir de l'équation 3.45, on tire:

$$a' \cong a + \frac{d^2}{\Delta_x b_\Delta}. \quad (3.50)$$

Dans le cas où la limite de complétude est constante en abondance, on a $b_e = 0$, donc $b_\Delta = b$ et par conséquent:

$$b' \cong b - \frac{d^2}{\Delta_x^2 b}. \quad (3.51)$$

La valeur de saturation de la pente devient $b' = b/2$. On a aussi:

$$a' \cong a + \frac{d^2}{\Delta_x b}. \quad (3.52)$$

À partir de l'équation 3.42, on déduit facilement que le rapport signal sur bruit dépend de la racine carrée de la brillance de surface. Or, l'abondance d'oxygène est à peu près proportionnelle à la brillance de surface [Ryder 1995; Ryder & Dopita 1994]. La ligne d'isocomplétude suivra donc une droite dont la pente sera $b_e = -b/2$. Dans ces conditions, $b'' = b/2$, $b_\Delta = \frac{3}{2}b$ et:

$$b' \cong b - \frac{2d^2}{3\Delta_x^2 b}. \quad (3.53)$$

La valeur de saturation de la pente devient $b' = b/4$. On a aussi:

$$a' \cong a + \frac{2d^2}{3\Delta_x b}. \quad (3.54)$$

Dans le cas précédent, nous avons supposé que la coupure était subite. Or, dans la réalité, la coupure est continue. Nous avons déjà montré qu'en première approximation le rapport signal sur bruit est une fonction de $[N II]\mathcal{F}(\frac{O}{H})$. Dans un cas typique (i.e. NGC 4258), le flux $H\alpha$ des régions H II observées varie environ d'un facteur 50. Si l'on veut maintenir le rapport signal sur bruit lorsque la luminosité de la région H II diminue, il faut diminuer parallèlement l'abondance d'oxygène. À partir de $\mathcal{F}(\frac{O}{H})$ et en supposant que $[N II]$ est proportionnel à $H\alpha$, on démontre facilement que cet intervalle de flux est équivalent à un intervalle d'abondance de $\Delta\frac{O}{H} = 0.68$.

Suivant les résultats de Kennicutt, Edgar & Hodge (1989) et de Banfi *et alii* (1993), la fonction de luminosité des régions H II en $H\alpha$ suit une loi de puissance avec un exposant, $\alpha = -2$ environ. Le nombre de régions H II observables en fonction de l'abondance chutera donc rapidement lorsque l'abondance augmente. En raison de la fonction de luminosité des régions H II, le nombre de régions observables dépend de l'inverse du flux minimum détectable au *cube*⁶. Le flux minimum observable dépend de $\mathcal{F}(\frac{O}{H})$. Par conséquent, le nombre de régions H II observables diminuera d'un facteur deux par 0,04 dex. La chute est si abrupte qu'elle ne change pas beaucoup le comportement global de l'effet de sélection.

3.8 Simulations numériques

Dans la section précédente nous avons établi le cadre théorique des effets de sélection à partir d'un modèle analytique. Toutefois, ce modèle présente des lacunes évidentes:

⁶Le flux minimum observable varie grossièrement en fonction de $\sqrt{T_{int}}$. Le nombre de régions H II mesurée dépendra donc du temps d'intégration à l'exposant $\frac{3}{2}$.

- La distribution en flux est constante pour les régions H II,
- Les fluctuations radiales d'abondance suivent une distribution uniforme,
- Le modèle analytique ne tient pas compte des effets de bord.

Pour pousser plus loin l'analyse, il est avantageux d'opter pour des simulations numériques de type Monte-Carlo.

3.8.1 Effets de sélection

Le principe de cette simulation est simple. Afin de simuler des observations, on tire au hasard des points suivant une distribution uniforme en rayon. On détermine l'abondance de chaque point en utilisant l'équation $y = ax + b$ où b correspond à l'abondance centrale et a à la valeur du gradient. Afin de simuler les fluctuations d'abondance et le bruit statistique, nous ajoutons aléatoirement une certaine valeur. Nous procédons ainsi pour un nombre relativement élevé de points (e.g. 400). Une fois la population de points créée, nous déterminons le rapport signal sur bruit pour chacun des points et nous rejetons ceux pour lesquels il est inférieur à cinq. À partir de la population restante, nous déterminons l'abondance centrale et le gradient. Nous répétons cet exercice un grand nombre de fois ($400 \times$) pour chaque valeur d'abondance centrale et de gradient afin de réduire encore plus les effets des fluctuations statistiques.

Nous obtenons alors la relation entre le gradient observé et le gradient réel ainsi qu'entre l'abondance centrale observée et l'abondance centrale réelle. Le programme permet de simuler à loisir l'effet des variations de luminosité dans une population de régions H II et l'effet d'une fluctuation des abondances locales suivant une distribution uniforme ou gaussienne.

Ces simulations ont permis de comparer les résultats théoriques (voir figures 3.4 et 3.5) aux simulations numériques (figures 3.6 à 3.13). On remarque que le modèle théorique montre le bon comportement général sans toutefois reproduire les détails des courbes dans la plupart des cas. En effet, le modèle théorique correspond à une dispersion uniforme en abondance avec des régions H II ayant toutes la même luminosité. Les courbes théoriques devraient donc reproduire les courbes 3.6 et 3.7. Si c'est peut être le cas pour la courbe de l'effet de sélection sur la pente lorsque l'effet est faible, ce n'est pas le cas pour l'abondance centrale. En fait, l'abondance centrale n'est pas bien reproduite dans aucun des cas. Par contre, l'effet sur les gradients est relativement bien reproduit; particulièrement dans les cas où la luminosité des régions H II suit une loi de puissance (voir figures 3.9 et 3.13).

Il est possible que ce comportement soit dû au fait que nous gérons mal le phénomène de saturation de l'effet de sélection. En effet, lorsqu'il ne reste plus aucun point à un rayon donné, l'effet de sélection ne suit pas le même comportement que lorsque qu'il gruge seulement une petite portion de la distribution de points. L'effet est alors proportionnel au nombre de points enlevés et donc à la largeur de la zone d'exclusion (d). Lorsque il y a disparition des points à un rayon donné, l'effet est toujours proportionnel à la largeur de la zone d'exclusion mais ici la taille de la zone où les points ne sont pas tous éliminés est maintenue constante et c'est la partie non-affectée de la distribution qui diminue. Cela explique probablement le comportement de la distribution théorique par rapport aux simulations numériques.

Néanmoins, ces simulations indiquent que l'effet de sélection affecte *très peu la pente et le niveau d'abondance central*⁷. En effet, même lorsque l'effet de sélection est énorme (95% des points perdus), la pente et l'abondance centrale changent à peine ($\sim 0,005$ dex/kpc et 0,02 dex respectivement). Cette conclusion reste valide quels que soient les modèles de distribution d'abondance et de luminosité des régions

⁷Il est à noter que dans le cas présent $\Delta_r = 15$ kpc et $\sigma = 0,1$ dex.

H II utilisés. L'effet de sélection n'apparaît donc pas comme un problème majeur dans l'étude des gradients d'abondance.

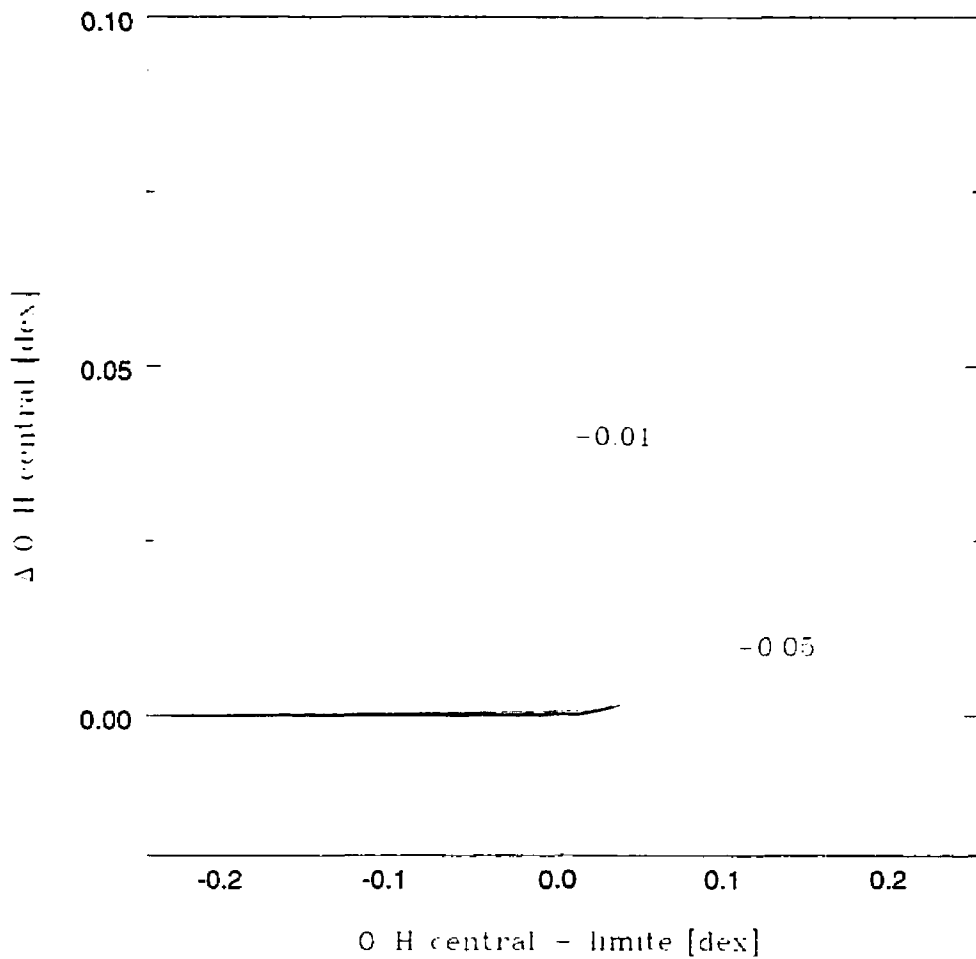


Figure 3.4: Effet de sélection sur l'abondance centrale en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). Représentation de la fonction 3.52. Les courbes sont pour différentes pentes entre $-0,05 \text{ dex/kpc}$ à $-0,01 \text{ dex/kpc}$ avec un pas de $0,01 \text{ dex/kpc}$. L'effet diminue avec l'acroissement de la pente.

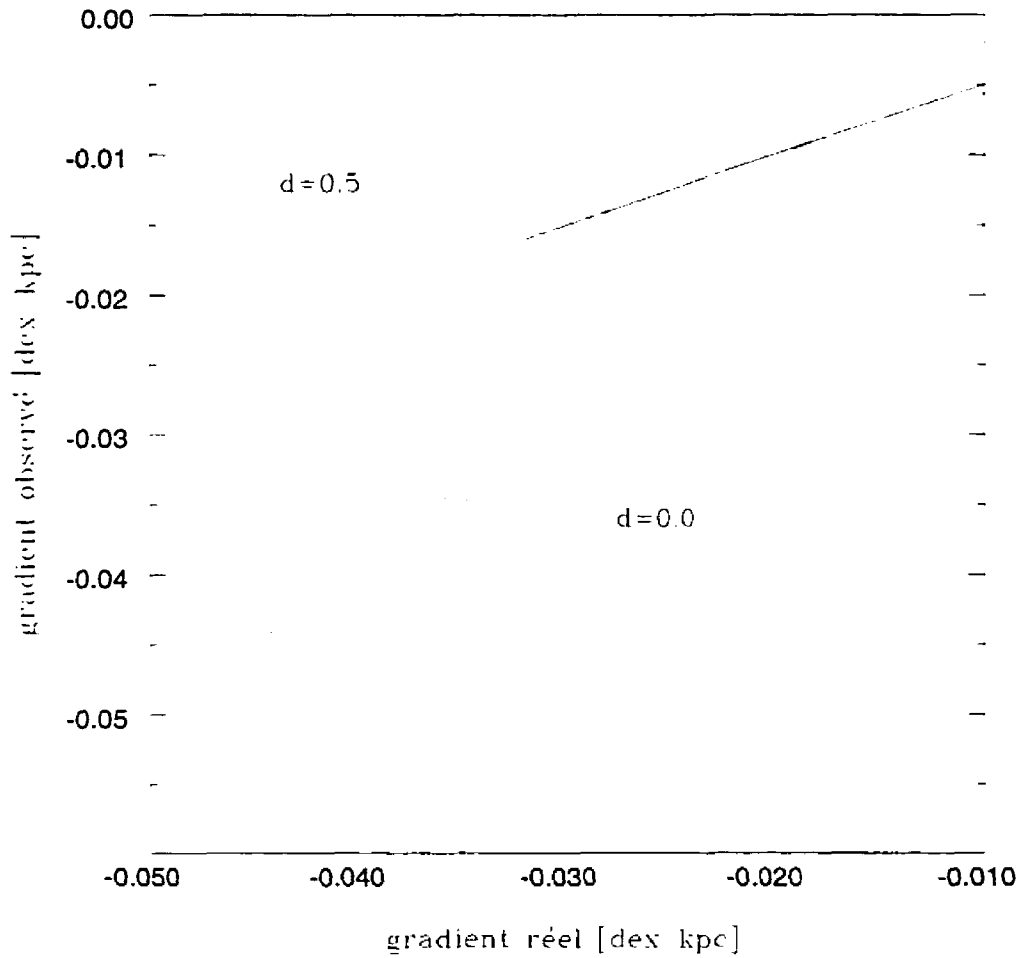


Figure 3.5: Effet de sélection sur le gradient d'abondance en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). Représentation de la fonction 3.51. Les courbes sont pour différentes largeurs de zone d'exclusion. Les courbes vont de 0 à 0,5 dex avec un pas de 0,1 dex. L'effet augmente avec la largeur de la zone d'exclusion.

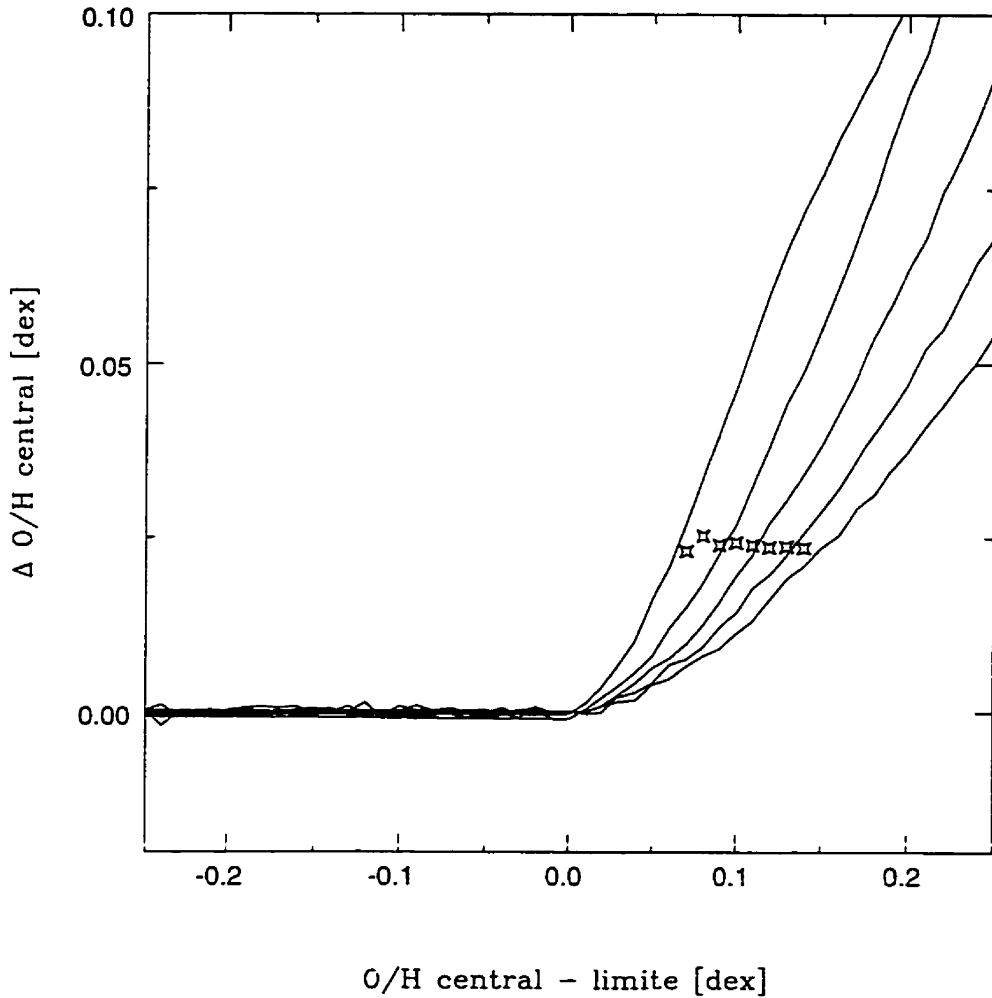


Figure 3.6: Effet de sélection sur l'abondance centrale en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution uniforme et la luminosité des régions H II est constante. Les courbes sont pour différentes pentes entre $-0,05$ dex/kpc à $-0,01$ dex/kpc avec un pas de $0,01$ dex/kpc. L'effet diminue avec l'accroissement de la pente. Les étoiles représentent l'endroit où 95 % des points sont exclus.

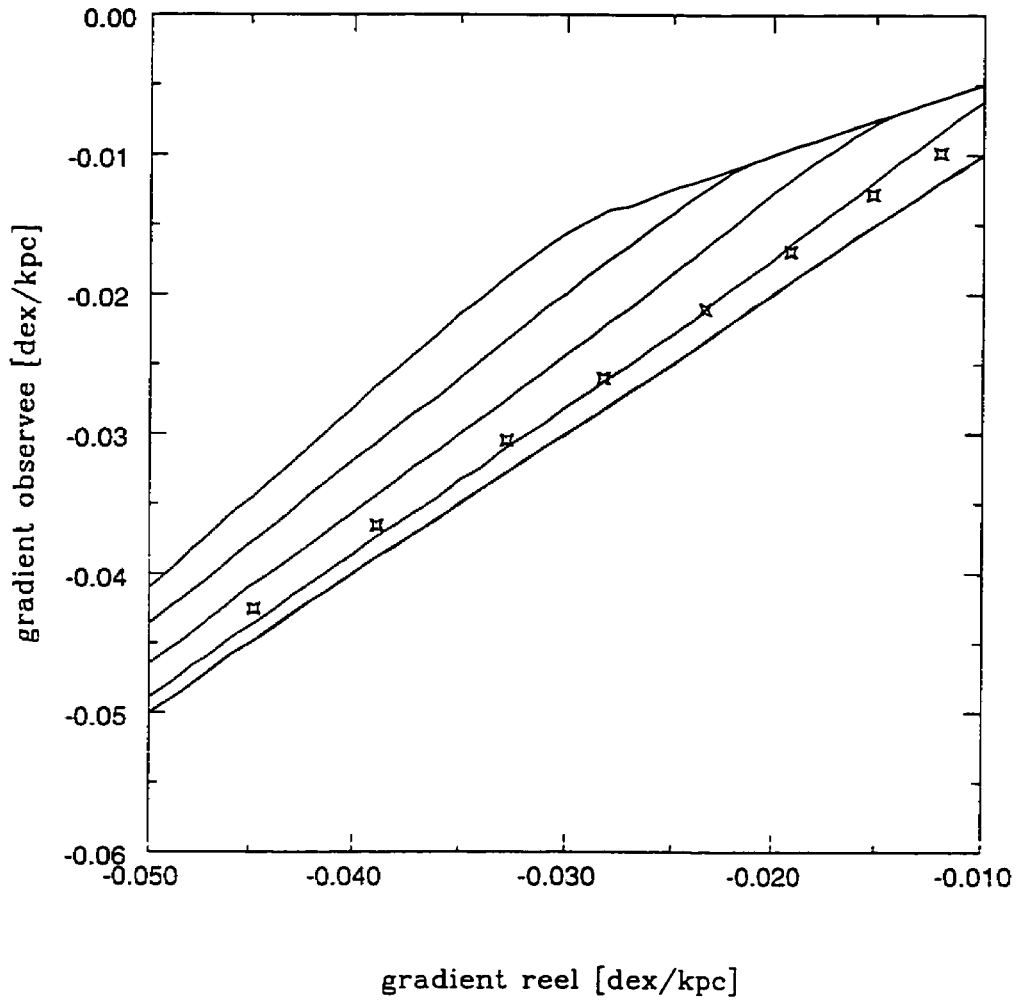


Figure 3.7: Effet de sélection sur le gradient d'abondance en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution uniforme et la luminosité des régions H II est constante. Les courbes sont pour différentes largeurs de zone d'exclusion. Les courbes vont de 0 à 0,5 dex avec un pas de 0,1 dex. L'effet augmente avec la largeur de la zone d'exclusion. Les étoiles représentent l'endroit où 95 % des points sont exclus.

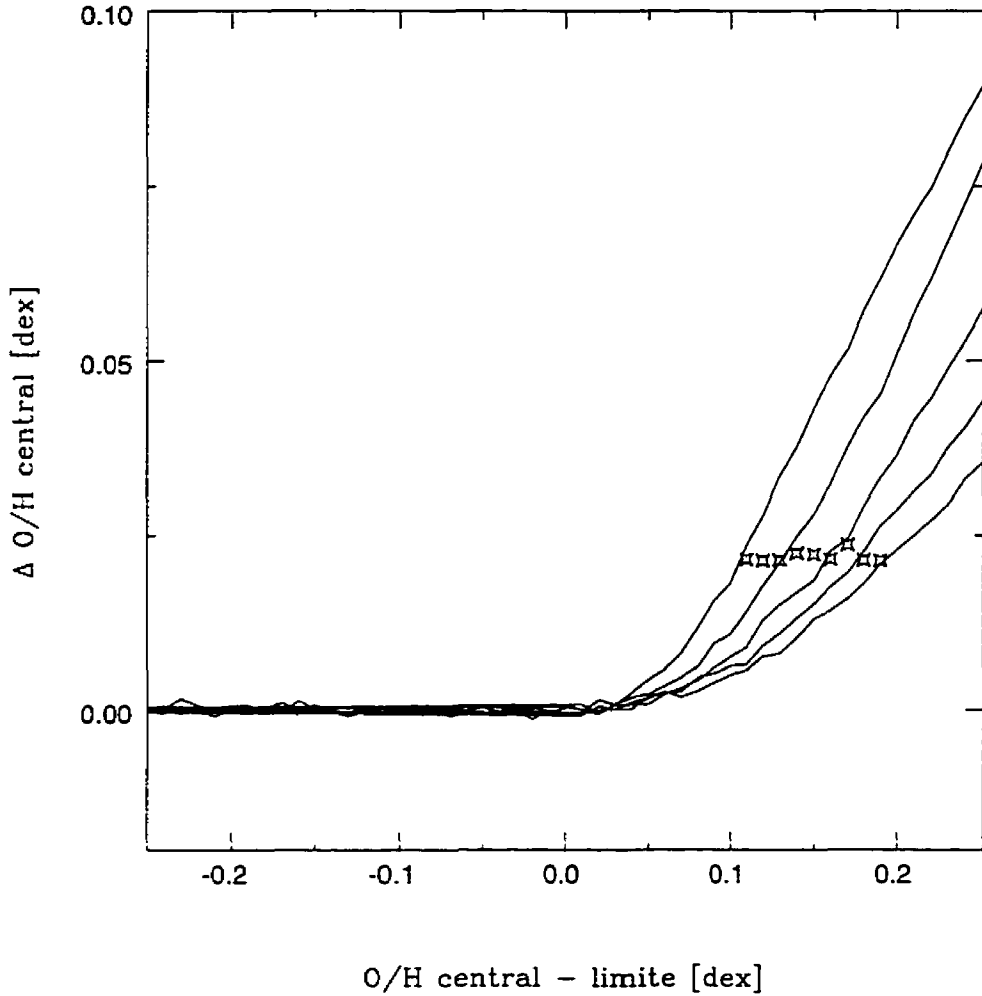


Figure 3.8: Effet de sélection sur l'abondance centrale en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution uniforme et la luminosité des régions H II suit une loi de puissance. Les courbes sont pour différentes pentes entre $-0,05$ dex/kpc à $-0,01$ dex/kpc avec un pas de $0,01$ dex/kpc. L'effet diminue avec l'accroissement de la pente. Les étoiles représentent l'endroit où 95% des points sont exclus.

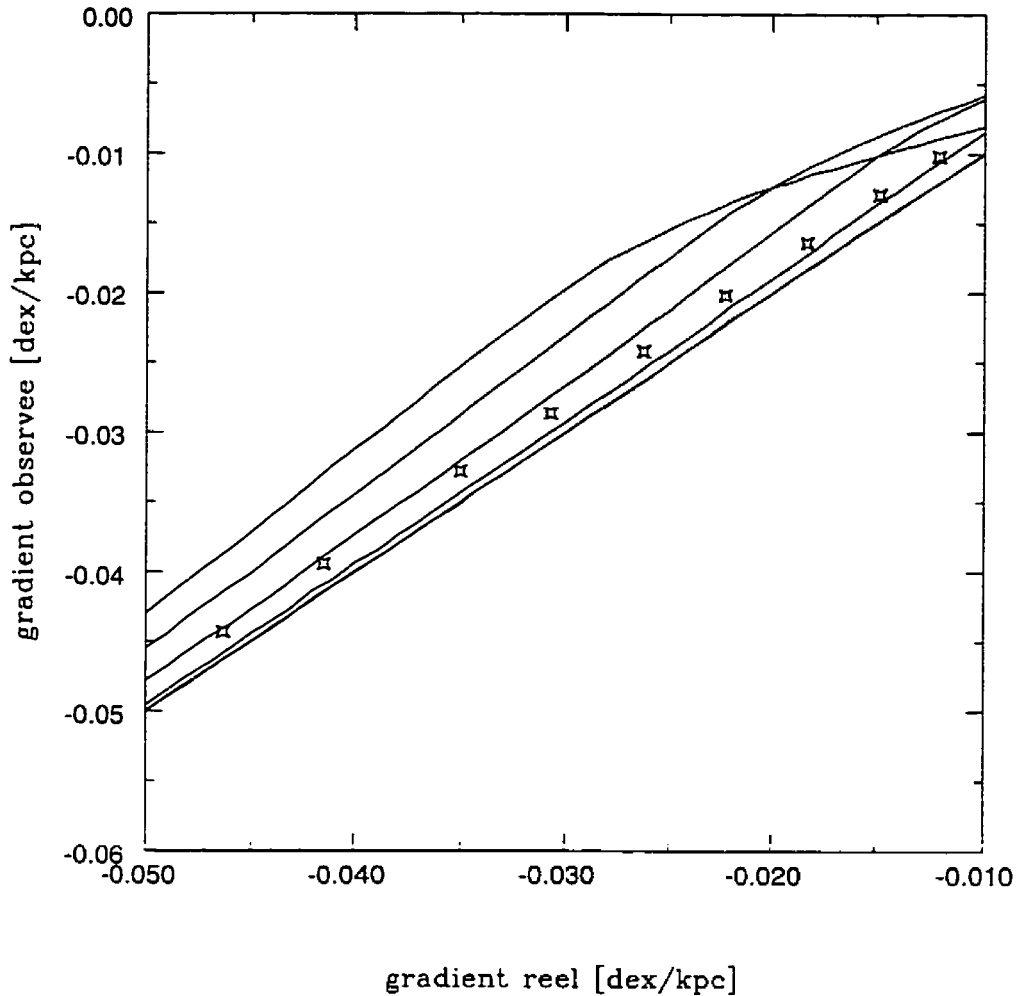


Figure 3.9: Effet de sélection sur le gradient d'abondance en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution uniforme et la luminosité des régions H II suit une loi de puissance. Les courbes sont pour différentes largeurs de zone d'exclusion. Les courbes vont de 0 à 0,5 dex avec un pas de 0,1 dex. L'effet augmente avec la largeur de la zone d'exclusion. Les étoiles représentent l'endroit où 95% des points sont exclus.

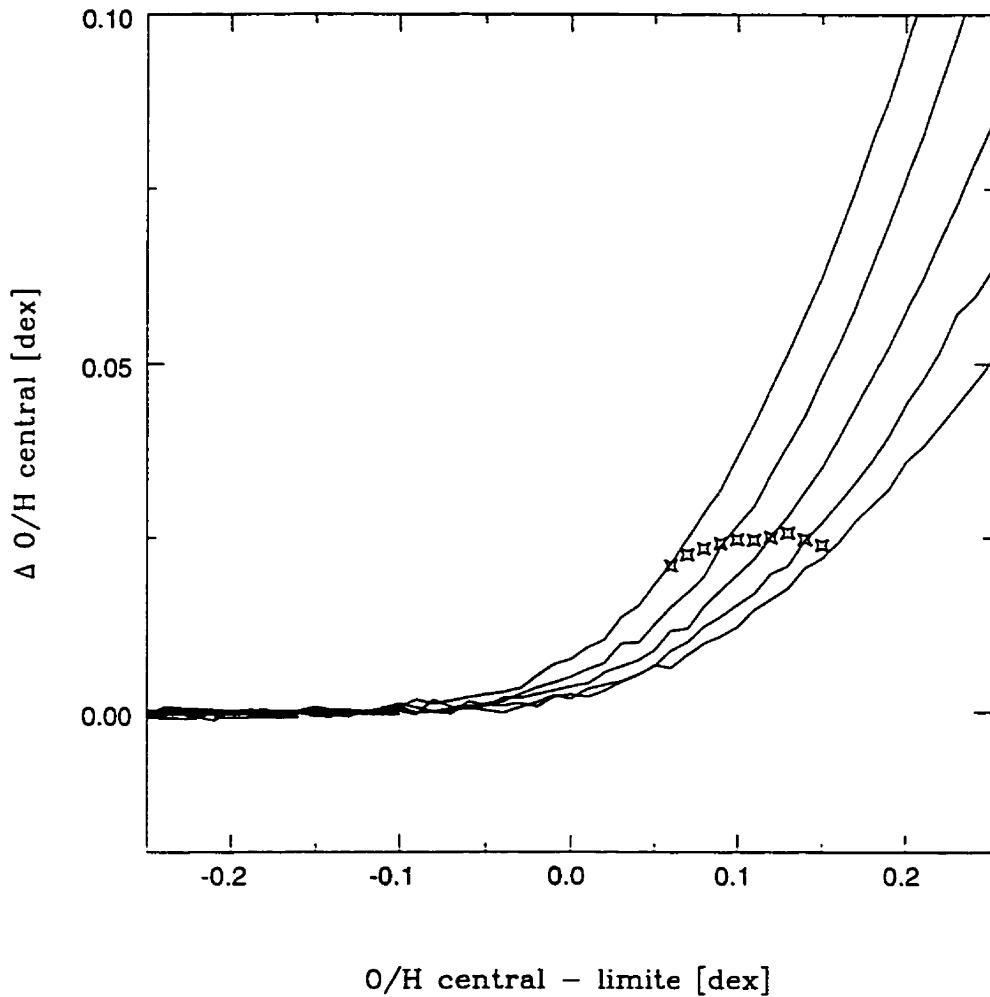


Figure 3.10: Effet de sélection sur l'abondance centrale en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution gaussienne et la luminosité des régions est constante. Les courbes sont pour différentes pentes entre $-0,05$ dex/kpc à $-0,01$ dex/kpc avec un pas de $0,01$ dex/kpc. L'effet diminue avec l'accroissement de la pente. Les étoiles représentent l'endroit où 95% des points sont exclus.

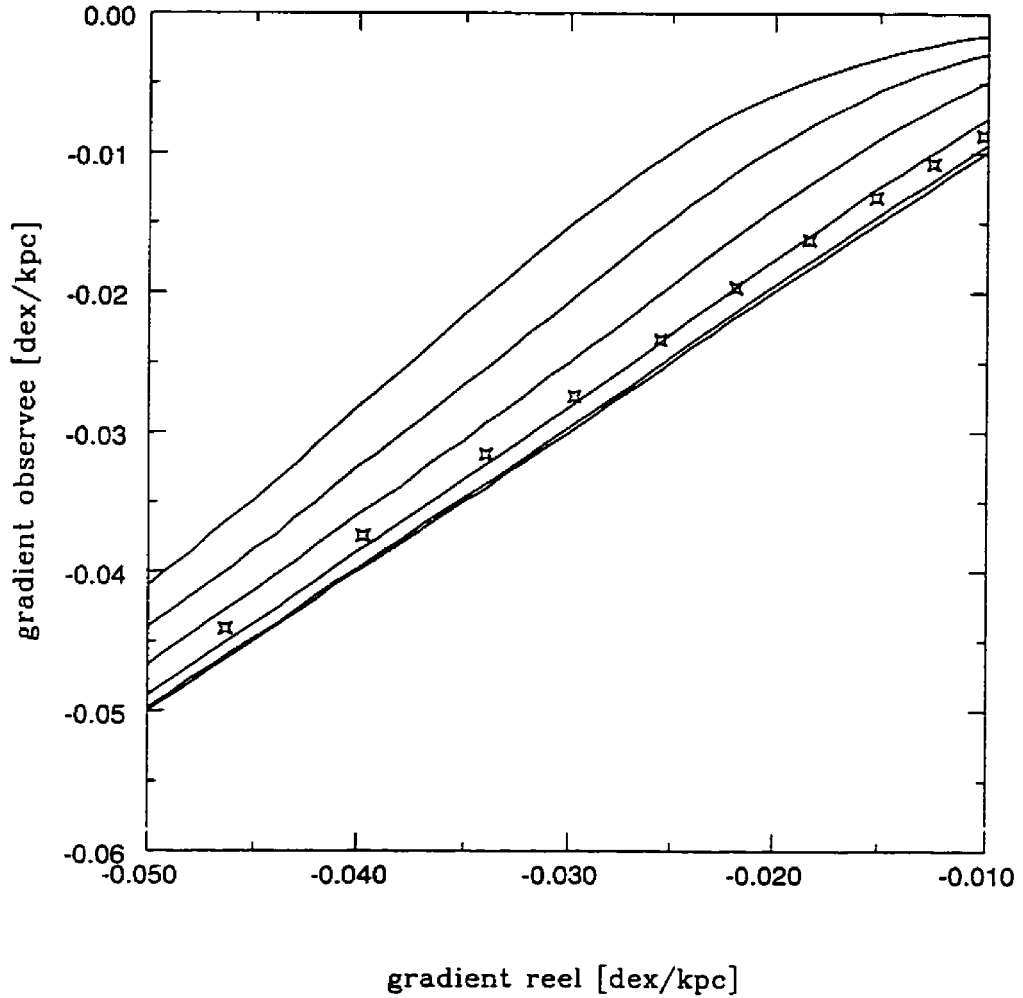


Figure 3.11: Effet de sélection sur le gradient d'abondance en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution gaussienne et la luminosité des régions H II est constante. Les courbes sont pour différentes largeurs de zone d'exclusion. Les courbes vont de 0 à 0,5 dex avec un pas de 0,1 dex. L'effet augmente avec la largeur de la zone d'exclusion. Les étoiles représentent l'endroit où 95% des points sont exclus.

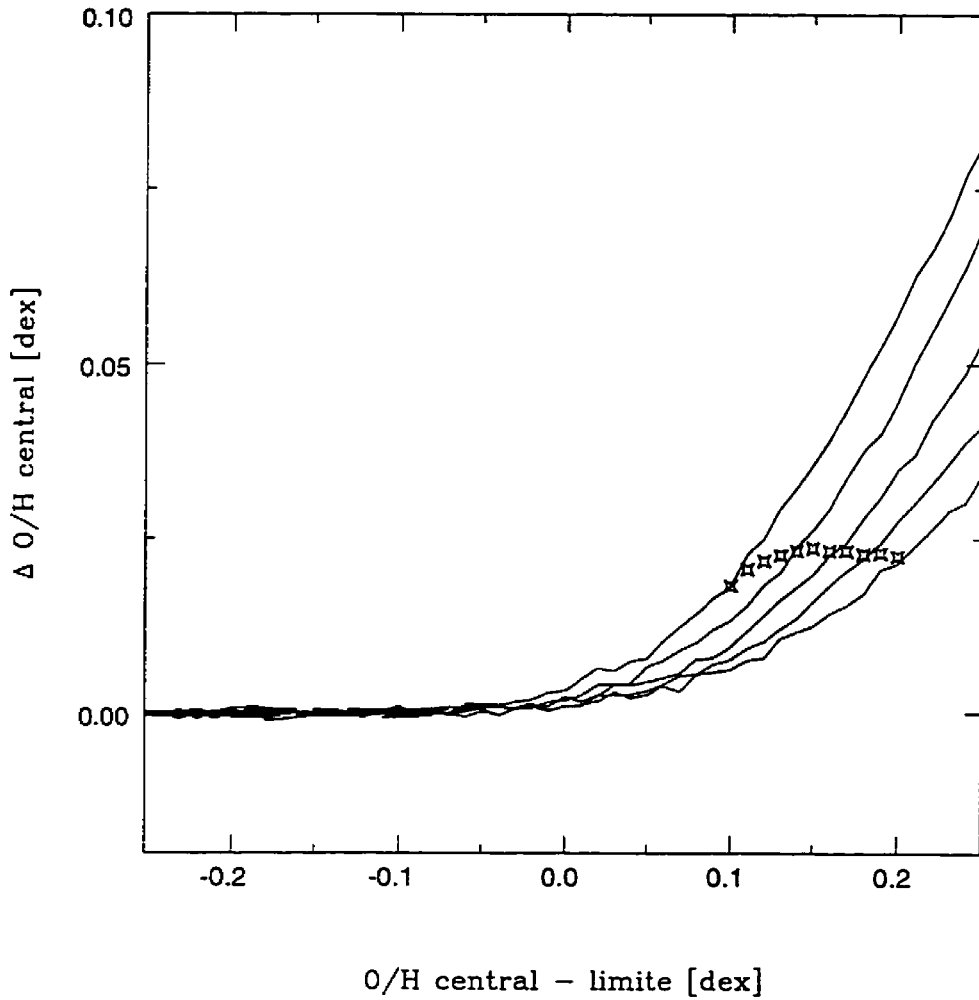


Figure 3.12: Effet de sélection sur l'abondance centrale en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution gaussienne et la luminosité des régions H II suit une loi de puissance. Les courbes sont pour différentes pentes entre $-0,05$ dex/kpc à $-0,01$ dex/kpc avec un pas de $0,01$ dex/kpc. L'effet diminue avec l'acroissement de la pente. Les étoiles représentent l'endroit où 95% des points sont exclus.

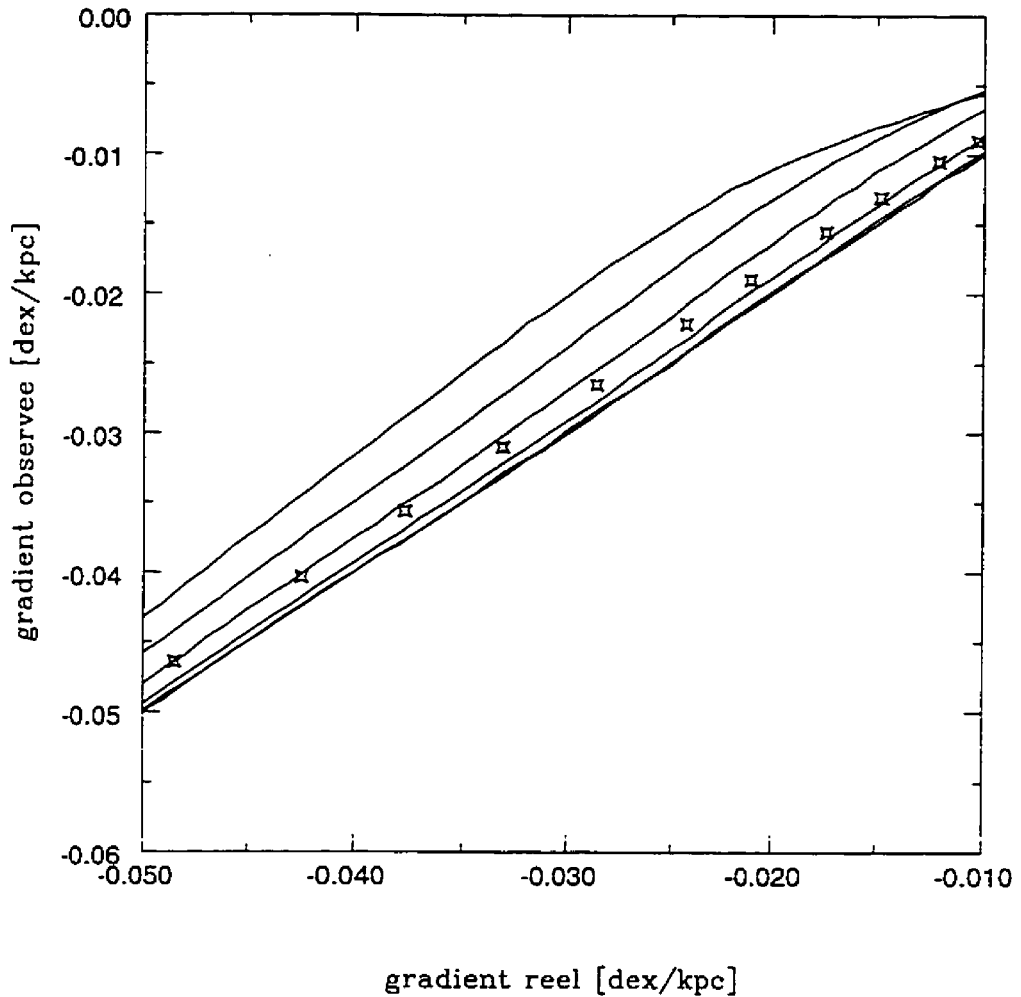


Figure 3.13: Effet de sélection sur le gradient d'abondance en fonction de la pente du gradient et de la largeur de la zone d'exclusion (d). La dispersion en abondance suit une distribution gaussienne et la luminosité des régions H II suit une loi de puissance. Les courbes sont pour différentes largeurs de zone d'exclusion. Les courbes vont de 0 à 0,5 dex avec un pas de 0,1 dex. L'effet augmente avec la largeur de la zone d'exclusion. Les étoiles représentent l'endroit où 95% des points sont exclus.

3.8.2 Erreurs dues à l'estimation du continu sous-jacent

Afin d'évaluer l'erreur systématique produite par une mauvaise estimation du continu stellaire sous-jacent, nous avons aussi procédé à une simulation Monte-Carlo. Nous avons utilisé comme valeurs d'entrée les données provenant d'une galaxie observée. Nous avons ensuite fait varier aléatoirement le niveau du continu sous-jacent de $\pm 2\%$ pour les filtres utilisant le continu rouge et $\pm 4\%$ pour ceux utilisant le continu bleu, dans chacune des raies spectrales. L'importance de cette erreur systématique correspond approximativement à la limite où il devient impossible de choisir entre deux images desquelles le continu stellaire a été soustrait.

De plus, nous avons ajouté une erreur de $\pm 5\%$ sur les constantes d'étalonnage, ce qui correspond à peu près aux variations de la constante introduite par l'incertitude sur la bande passante du filtre, la qualité d'image variable entre les images et l'incertitude sur la position et la largeur effective de la fente du spectrographe.

On détermine alors la valeur du continu sous-jacent et des constantes d'étalonnage par un tir aléatoire et en supposant une distribution uniforme pour la distribution de valeurs. Ces valeurs sont ensuite propagées en utilisant les mêmes équations que pour la réduction normale. On calcule alors la pente et l'abondance centrale pour ce nouvel ensemble de points. On répète cette opération plusieurs milliers de fois afin d'obtenir une bonne représentation de la distribution.

En utilisant les données provenant de la galaxie NGC 4258 comme point d'entrée nous trouvons que les erreurs introduites par les effets systématiques sur l'estimation de la pente et de l'abondance centrale sont du même ordre que les erreurs purement statistiques. La source d'erreur principale étant l'estimation du niveau de continu sous-jacent. Les erreurs dues aux constantes d'étalonnage sont minimes.

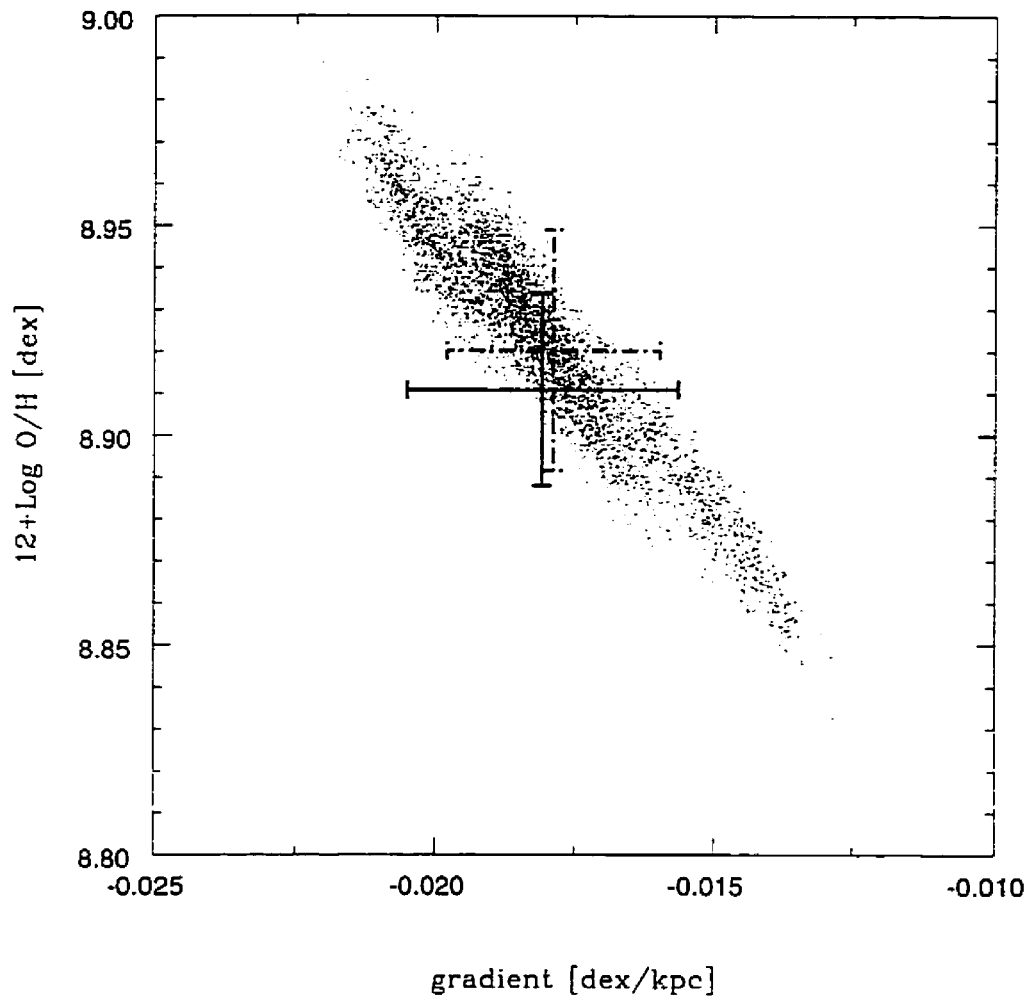


Figure 3.14: Effet de l'erreur sur l'estimation du continu sous-jacent pour la galaxie NGC 4258. Les deux barres d'erreur représentent l'erreur systématique (ligne brisée) et l'erreur statistique (trait plein).

Chapitre 4

Résultats

“Non fingo hypotheses” *Isaac Newton*

4.1 Distances radiales

Afin de déterminer les gradients de métallicité, nous devons calculer la distance galactocentrique de chaque région H II. Il nous faudra donc déprojeter la galaxie sur le plan du ciel. L'équation servant à effectuer cette opération s'écrit comme suit:

$$D^2 = d^2(\cos^2 \phi + \sec^2 i \sin^2 \phi) \quad (4.1)$$

où d est la distance radiale apparente, ϕ l'angle entre la ligne reliant le noyau galactique et la région H II et la ligne des noeuds de la galaxie, et i l'inclinaison de la galaxie [Mihalas & Binney 1981, fig 8.15]. Toutefois, cette méthode devient rapidement fastidieuse si l'on veut calculer les distances d'un grand nombre de régions H II. Une autre équation, dérivée de la précédente, permet de calculer directement les distances à partir des coordonnées (x, y) de la région H II, (x_0, y_0) du centre galactique

et (x', y') d'un point sur la ligne des noeuds [Martin 1992]:

$$D = \sqrt{d^2 \left\{ \cos^2 \left[\tan^{-1} \left(\frac{m_1 - m_0}{1 + m_1 m_0} \right) \right] + \sec^2 i \sin^2 \left[\tan^{-1} \left(\frac{m_1 - m_0}{1 + m_1 m_0} \right) \right] \right\}}, \quad (4.2)$$

où $m_0 = (y_0 - y')/(x_0 - x')$ est la pente de la ligne des noeuds dans le système de coordonnées de l'image et $m_1 = (y - y_0)/(x - x_0)$ la pente du rayon vecteur de la région H II. La seule difficulté de la méthode consiste à trouver un point (x', y') sur la ligne des noeuds.

4.2 Distribution des régions H II

L'observation en imagerie monochromatique dans la raie de l'hydrogène H α est un excellent moyen pour déterminer la distribution de régions H II à travers le disque d'une galaxie. Cette distribution est aussi un traceur de la formation d'étoiles à travers le disque galactique. Hodge et Kennicutt (1983) montrent qu'il existe trois formes de distributions de régions H II pour les disques des galaxies spirales: une distribution fortement concentrée au centre (type X), une autre décroissante vers l'extérieur avec des oscillations (type Y) et enfin une en forme d'anneau avec un minimum central (type Z). Il apparaît que notre échantillon de galaxies contient surtout des distributions de type Z; seules NGC 1068 et NGC 2460 sont de type X. Cette répartition des types de distributions reflète bien ce qui est observé pour les galaxies de type modérément précoce (Sb-Sbc).

Les figures 4.1 à 4.5 montrent, pour chaque galaxie observée avec la méthode d'imagerie monochromatique, la distribution radiale de régions H II *mesurées dans cette étude*. Cette distribution *n'est pas* exactement similaire à la distribution globale des régions H II en raison des biais observationnels associés à notre méthode qui sont principalement dominés par le flux en [O III] au lieu du flux en H α comme dans un

véritable relevé de régions H II¹.

Ces histogrammes montrent que l'hypothèse de l'existence d'une distribution radiale uniforme de régions H II, utilisée pour les calculs statistiques au chapitre précédent, était optimiste. En pratique, les distributions sont rarement uniformes et se retrouvent concentrées autour de certaines valeurs de rayon. En effet, NGC 3368 et NGC 4258 présentent des anneaux de concentration de formation d'étoiles. De leur côté, les galaxies NGC 1068 et NGC 2841 présentent une seule concentration radiale de régions H II. Seule la galaxie NGC 7331 présente une distribution radiale uniforme en rayon sur laquelle s'ajoute une concentration de région H II à 3 kpc.

Il faut aussi tenir compte du fait que ces histogrammes représentent le nombre de régions H II *mesurées*, ce qui est différent du flux H α par unité de rayon ou encore de nombre de régions H II tout court. En effet, vers l'extérieur du disque, il arrive souvent que les régions H II présentent une brillance de surface plus faible, forçant à faire des regroupements de régions avoisinantes afin de maximiser le rapport signal sur bruit.

Les figures 4.6 à 4.8 montrent la distribution radiale des régions H II pour les galaxies observées à l'aide du spectrographe multi-objet MOS. Ces distributions semblent, en général, plus uniforme en rayon bien que le faible nombre de régions H II limite la portée de cette observation. Si cet effet est réel, il est la conséquence d'une volonté d'optimisation de la distribution radiale des observations. Dès lors, le modèle statistique, avec une distribution radiale de régions H II uniforme, proposé au chapitre 3 s'appliquerait mieux aux observations spectroscopiques que celles en imagerie monochromatique.

¹ Dans le cas de NGC 2841, c'est H β qui domine l'effet de sélection.

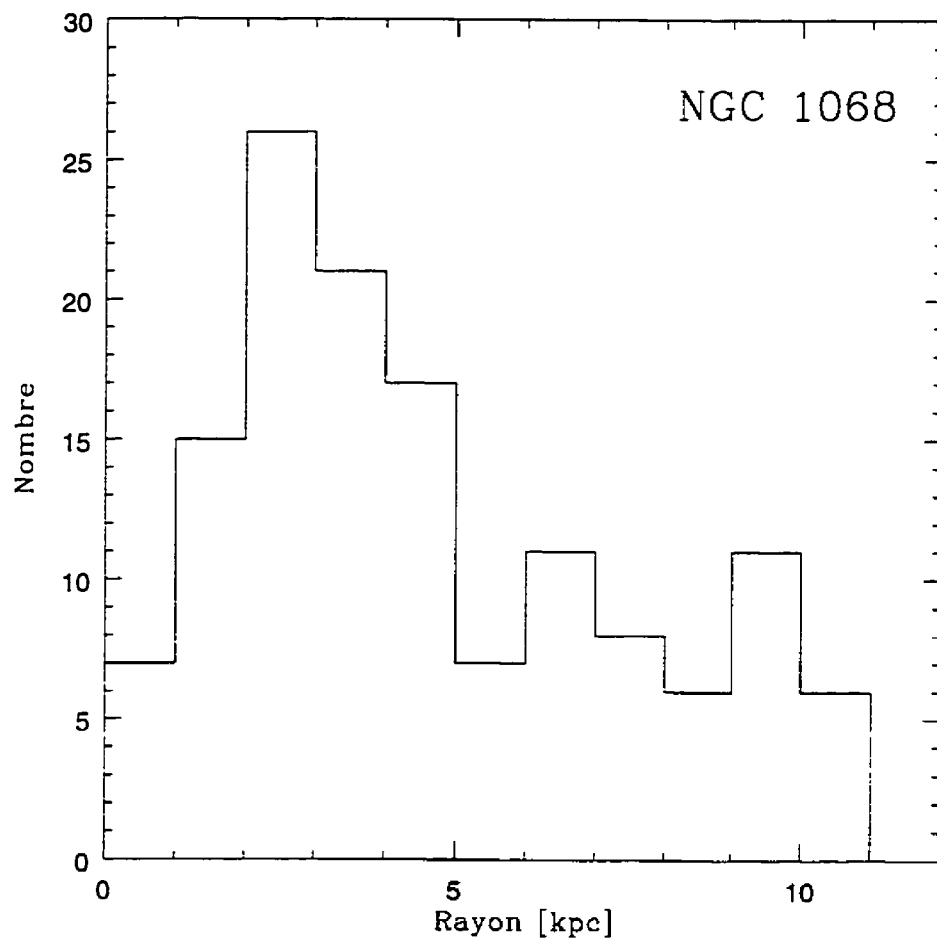


Figure 4.1: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 1068

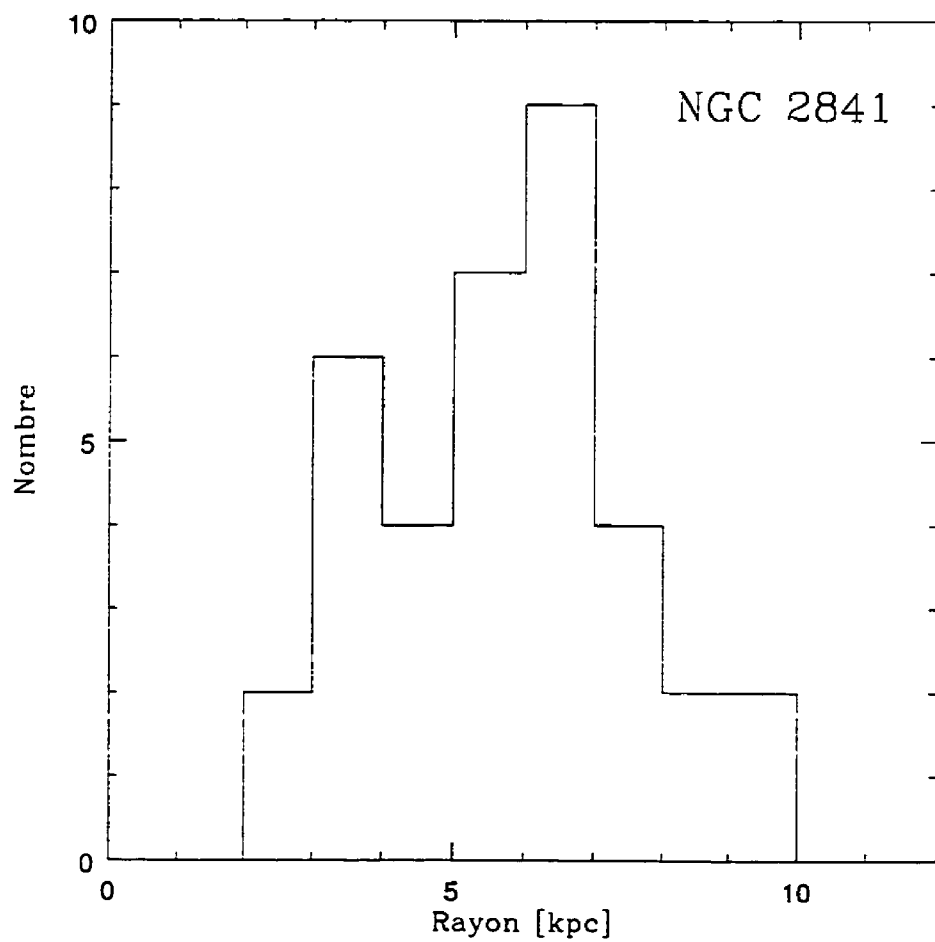


Figure 4.2: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 2841

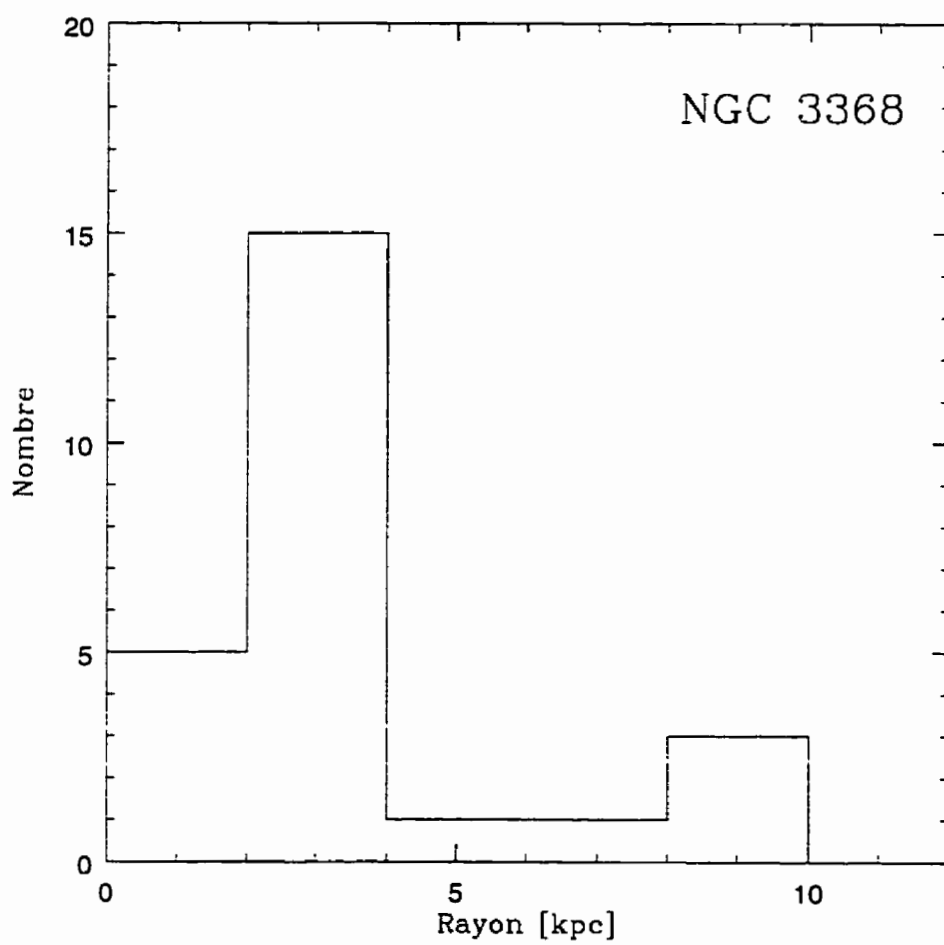


Figure 4.3: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 3368

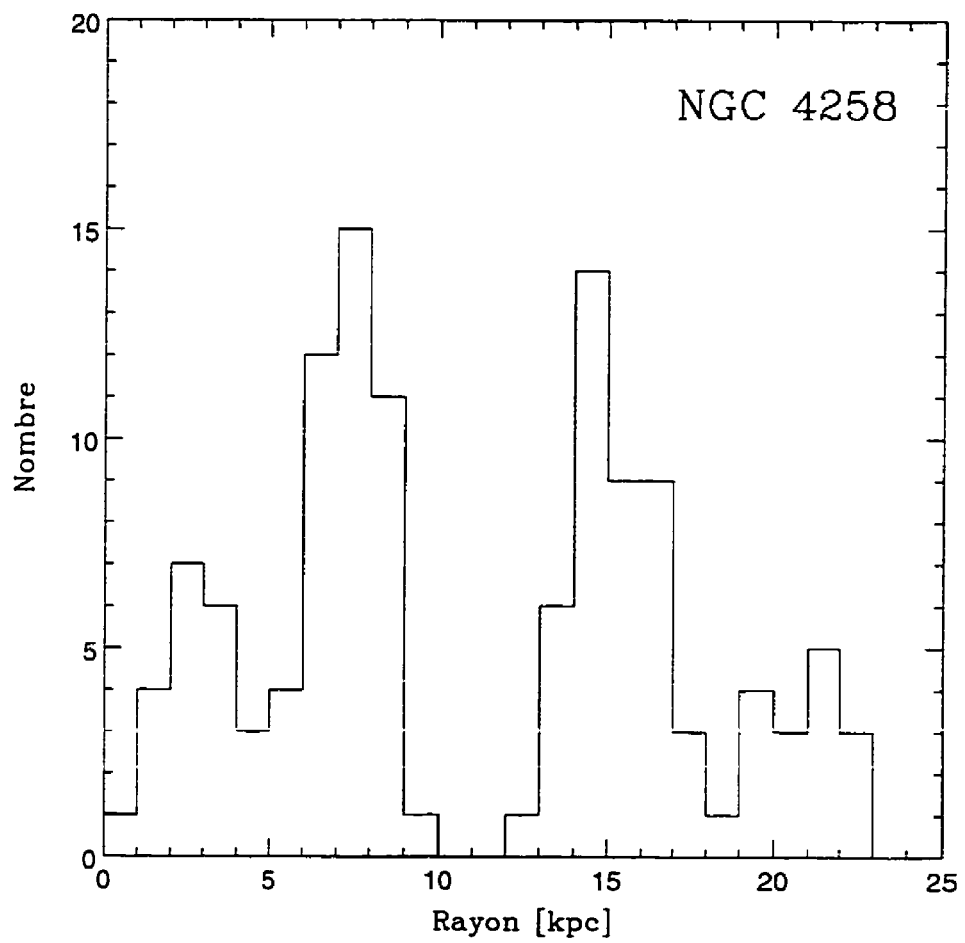


Figure 4.4: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 4258

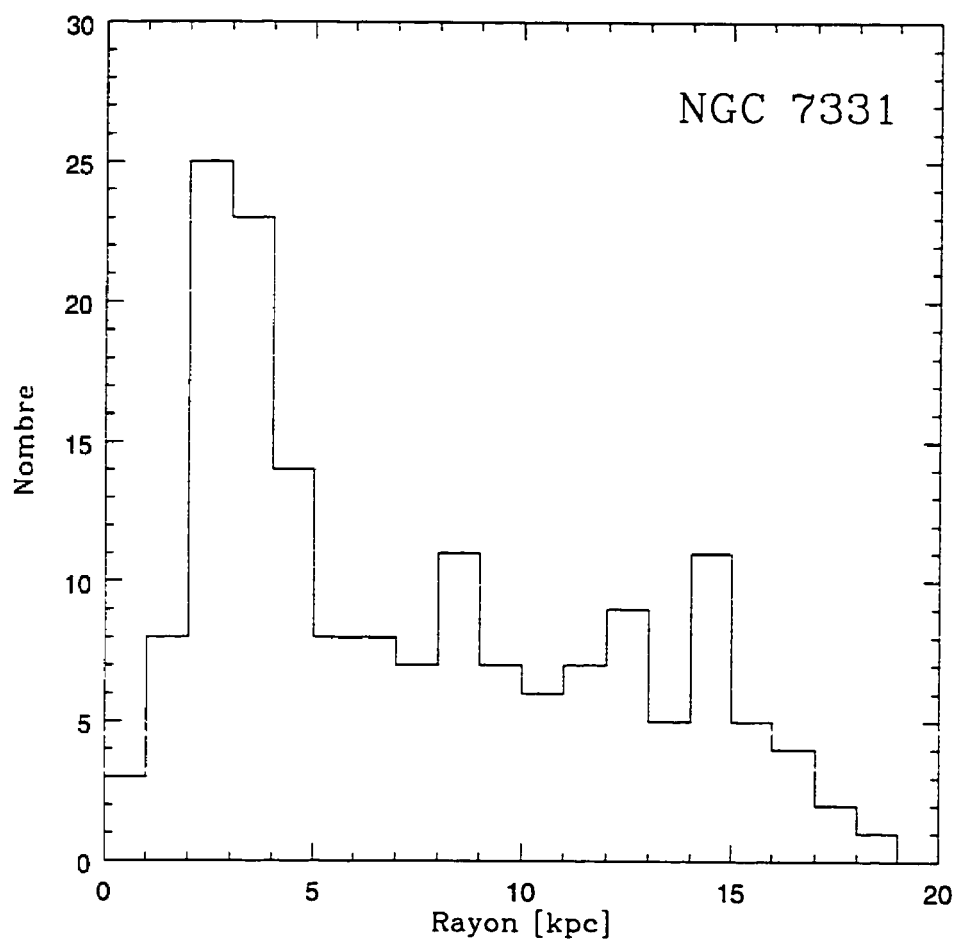


Figure 4.5: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 7331

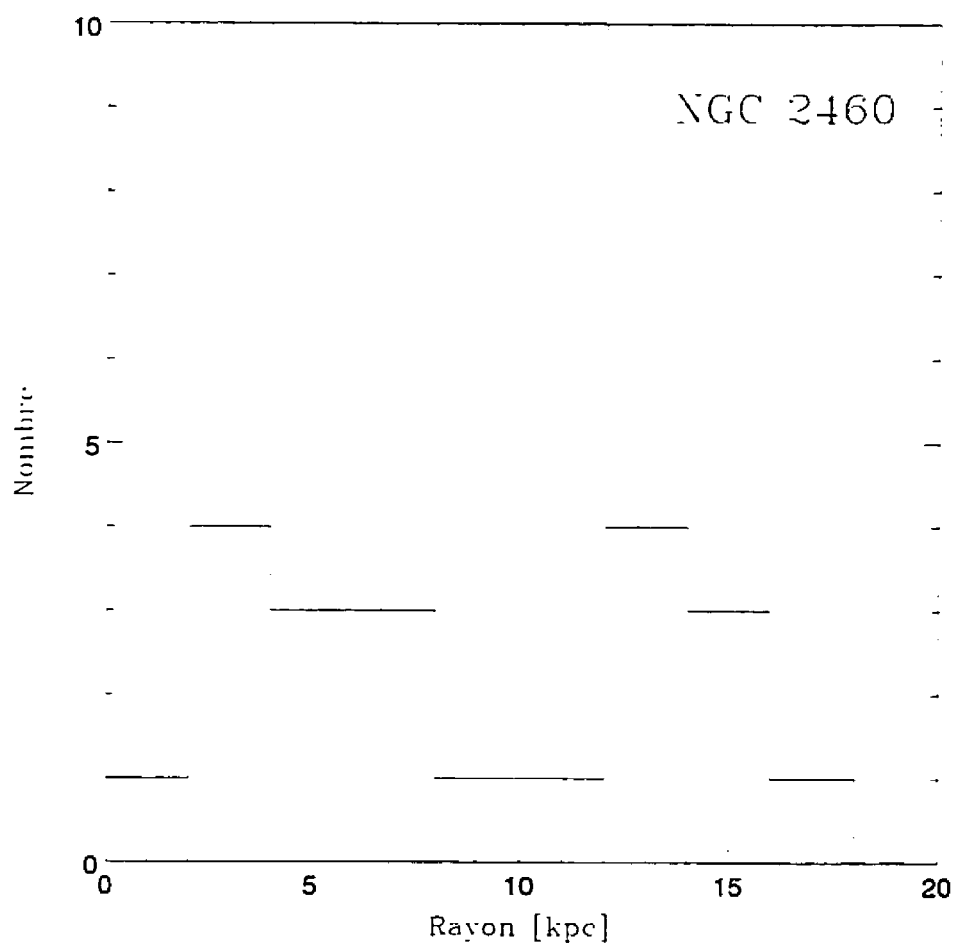


Figure 4.6: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 2460

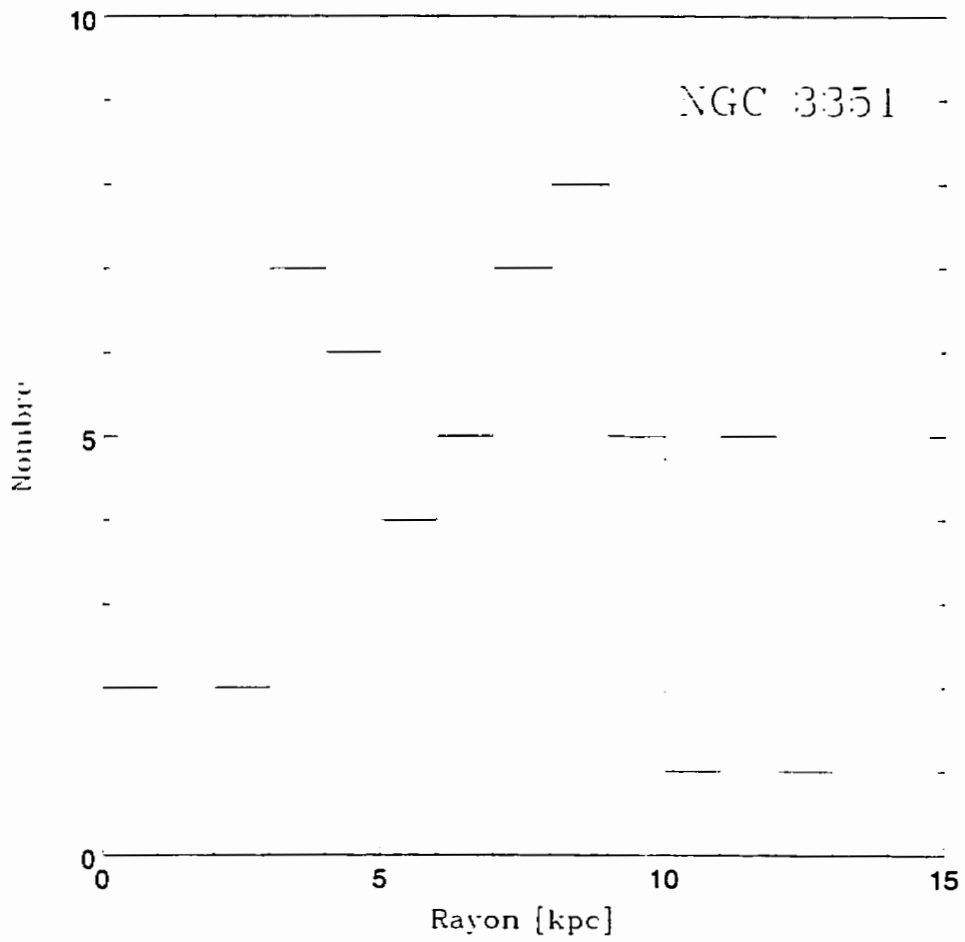


Figure 4.7: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 3351

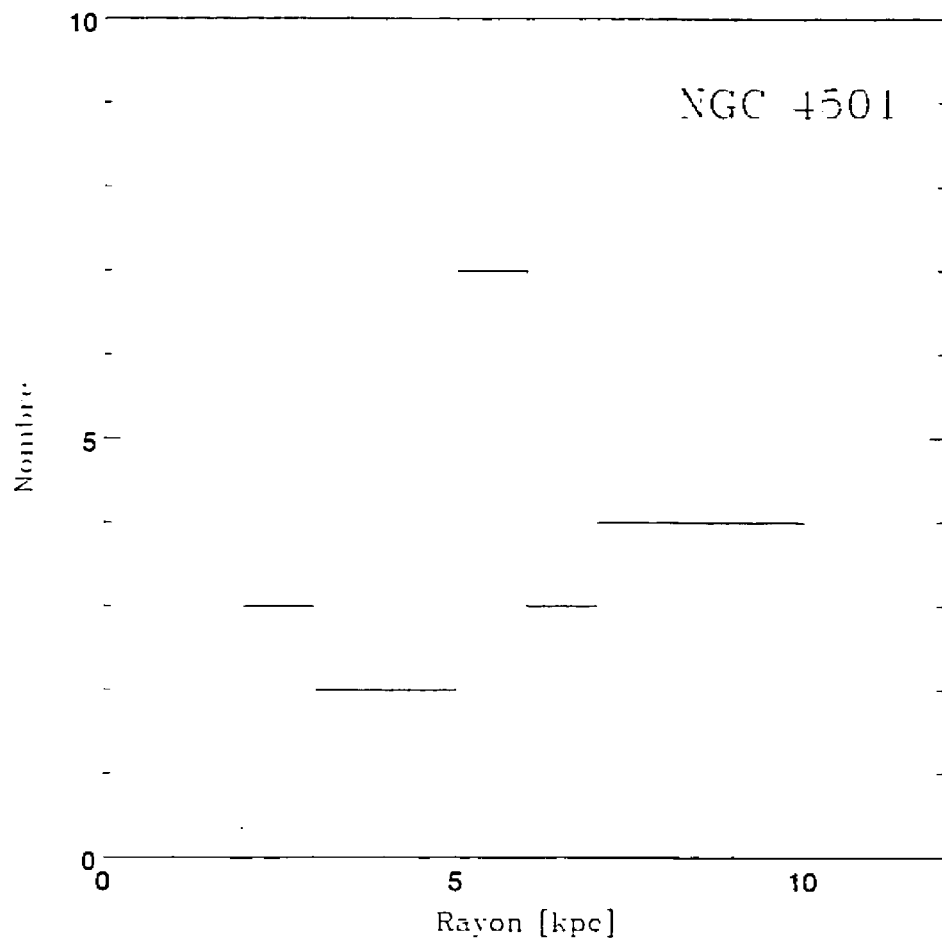


Figure 4.8: Distribution spatiale des régions H II mesurées dans NGC 4501

4.3 Correction pour l'absorption sous-jacente en $H\beta$

En spectroscopie, lorsque la résolution est insuffisante, les flux $H\beta$ mesurés directement sont légèrement sous-estimés en raison de l'absorption stellaire Balmer sous-jacente. On doit donc effectuer une correction pour en tenir compte. La largeur équivalente de cette absorption sous-jacente a été estimée par McCall, Rybski & Shields (1985) à 1,9 Å. Shields & Searle (1978) ont plutôt trouvé 2,0 Å.

Toutefois, ces résultats sont valides lorsque le continu stellaire est dominé par les populations stellaires jeunes qui ionisent la région H II, comme ce que l'on retrouve dans les galaxies de type tardif (Sc et Sd). Or, dans notre cas nous observons des galaxies de type précoce où il y a une forte contribution des populations stellaires vieilles. En utilisant les modèles de population stellaire de Worthey (1994), j'ai obtenu pour différents âges et abondances la valeur de l'absorption sous-jacente $H\beta$ (voir tableau 4.1). On remarque que l'importance de l'absorption sous-jacente $H\beta$ diminue avec l'âge de la population stellaire et avec l'abondance. Par un heureux concours de circonstances, les absorptions sous-jacentes de la population stellaire vieille correspondent à peu près à celles observées pour la population stellaire d'une région H II (2 Å) dans ces modèles.

Contrairement à la pratique usuelle [Walsh & Roy 1989; Shields *et alii* 1991 et Belley & Roy 1992], il ne faut pas appliquer une correction de 2 Å de continu sous-jacent normalisé au flux $H\beta$ sur les images monochromatiques. En effet, cette correction n'existe que dans l'espace spectral. En imagerie, son effet est de diminuer le niveau du continu stellaire sous-jacent. Or, le niveau de ce dernier est ajusté par un facteur d'échelle avant la soustraction. Par conséquent, les flux $H\beta$ ne sont affectés uniquement que si l'absorption sous-jacente varie entre les régions H II et

le continu stellaire du disque en général. L'effet de l'absorption stellaire sous-jacente n'est alors qu'un effet de deuxième ordre. Comme nous n'avons aucun moyen de mesurer directement cet effet en imagerie, j'ai préféré ne pas appliquer de correction supplémentaire.

Tableau 4.1: Absorption sous-jacente $H\beta$ [Å] selon Worthey (1994)

	Âge [Ga]			
$[Fe/H]_{\odot}$	1	5	10	15
2	3,64	1,76	1,47	1,27
1	4,48	2,11	1,72	1,51
$1/2$	nd	nd	1,92	1,68
$1/4$	nd	nd	2,20	1,97

J'ai tenté de déterminer la valeur typique de la largeur équivalente en absorption de $H\beta$ pour les galaxies observées en spectroscopie multi-fente (NGC 3351 et NGC 4501). Étant donné la bonne résolution spectrale dont nous disposons, il est possible d'enlever la contribution de la raie $H\beta$ en émission. Malheureusement, la mesure est rendue périlleuse en raison de la difficulté que l'on éprouve à soustraire le fond de ciel d'une façon convenable sur tout le domaine spectral avec un système multifente, car on maîtrise mal la largeur *effective* des fentes. En effet, la contribution du fond de ciel est ajustée suivant l'intensité des raies d'émission atmosphériques de façon à limiter la contamination des raies d'émission nébulaires. Toutefois, en raison de la distorsion géométrique, ce facteur d'échelle peut varier à travers le domaine spectral. Ces problèmes liés à la distorsion sont exacerbés car on doit aller sur les bords du champ pour obtenir un spectre du ciel. De plus, étant donné le champ limité du spectrographe MOS, il est possible qu'il subsiste une contamination résiduelle

par le disque galactique.

Toute erreur sur la contribution du ciel aura des conséquences importantes pour l'estimation de l'absorption sous-jacente $H\beta$ lorsque la contribution du continu stellaire est faible. Par exemple, s'il y a une surestimation de la contribution du ciel, l'absorption sous-jacente $H\beta$ sera quasiment inversement proportionnelle au niveau du continu stellaire. En raison de cet effet, il n'a été possible de mesurer l'absorption sous-jacente $H\beta$ que pour trois régions dans NGC 3351. Par contre, dans le cas de NGC 4501, la contribution du ciel était mieux contrôlée et 29 points de mesure ont été conservés.

À partir de ces données, on trouve que la largeur équivalente de l'absorption sous-jacente $H\beta$ moyenne est de 4,1 Å pour NGC 4501 et de 3,8 Å pour NGC 3351 avec une dispersion faible autour de ces valeurs. Dans le cas de NGC 4501, il n'y a pas de gradient radial significatif. Ces valeurs sont typiques de ce que l'on s'attend d'observer pour une population stellaire jeune surimposée à une population stellaire vieille [Bica, Alloin & Schmidt 1990].

4.4 Largeur équivalente en émission $H\beta$

Belley (1990) et Martin (1992) ont étudié le comportement de la largeur équivalente en émission $H\beta$. Malheureusement, étant donné l'importance du continu stellaire galactique sous-jacent et la faible luminosité des amas stellaires excitant le milieu nébulaire, la mesure du continu stellaire sous-jacent *inhérent* aux régions H II s'avère quasiment impossible, tant en imagerie qu'en spectroscopie. J'ai préféré m'abstenir d'effectuer cette analyse plutôt que d'utiliser des données dont je ne peux assurer la qualité et encore moins estimer les effets des biais statistiques.

4.5 Correction pour l'extinction interstellaire

La présence de poussières interstellaires le long de la ligne de visée est responsable de l'extinction et de la diffusion de la lumière en provenance des régions H II extragalactiques. La formulation de cette absorption interstellaire peut être exprimée comme:

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-\tau(\lambda)} = I_{\lambda 0} e^{cf(\lambda)} \quad (4.3)$$

Le terme de profondeur optique $\tau(\lambda) = cf(\lambda)$ tient compte de la loi du rougissement par le facteur $f(\lambda)$, c étant une constante de proportionnalité (voir tableau 4.2). Pour mesurer l'effet de l'extinction pour chaque région H II, nous comparons le rapport d'intensité relative des raies $H\alpha/H\beta$ avec le rapport théorique [Brocklehurst 1971] ($\log[I_{0H\alpha}/I_{0H\beta}] = 0,456$) déduit à partir des conditions physiques prévalant dans une région H II typique ($n_e = 100 \text{ cm}^3$ et $T_e = 10000 \text{ K}$). Nous obtenons donc l'équation suivante:

$$\log \left[\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\beta}} \right] = \log \left[\frac{I_{0H\alpha}}{I_{0H\beta}} \right] - c_{H\beta} [f(H\alpha) - f(H\beta)] \quad (4.4)$$

L'absorption totale $A_V(\text{totale})$ est exprimée en magnitude visuelle. Telle que définie par Schild (1977), elle s'écrit:

$$A_V(\text{totale}) = R E(B - V) = 2,177 c(H\beta) \text{ où } R = 3,2 \quad (4.5)$$

L'extinction totale comprend l'extinction galactique $A_V(\text{gal.})$ et l'extinction extragalactique $A_V(\text{extragal.})$. Par conséquent

$$A_V(\text{totale}) = A_V(\text{gal.}) + A_V(\text{extragal.}) \quad (4.6)$$

et

$$A_V(\text{gal.}) = \frac{R}{R+1} A_B(\text{gal.}) \quad (4.7)$$

En effet, notre analyse particulièrement “naïve” de l’absorption ne nous permet pas de tenir compte de tous les phénomènes physiques ayant lieu dans une région H II. Toutefois, lorsque la valeur de $A_V(\text{totale}) < 0$, nous avons forcé sa valeur à zéro lors des calculs impliquant une correction pour l’absorption.

Tableau 4.2: Tableau des lois du rougissement

Raie	Longueur d’onde $\lambda[\text{Å}]$	$f(\lambda)$	
		Seaton(1979)	Osterbrock(1989)
[O II]	3727	+0,25	+0,28
[Ne III]	3869	+0,22	+0,22
He I, H I	3889	+0,22	+0,21
[S II]	4069	+0,18	+0,19
H δ	4101	+0,18	+0,19
H γ	4340	+0,12	+0,13
He II	4685	+0,04	+0,04
H β	4861	+0,00	+0,00
[O III]	4959	-0,02	-0,02
[O III]	5007	-0,03	-0,04
He I	5876	-0,21	-0,18
[S II]	6312	-0,27	-0,29
[N II]	6548	-0,31	-0,36
H α	6563	-0,31	-0,37
[N II]	6584	-0,31	-0,38
[S II]	6730	-0,33	-0,42

4.5.1 Statistique et distribution radiale de l'extinction

Les tableaux 4.3 et 4.4 présentent respectivement les propriétés statistiques générales et radiales d'extinction dans les galaxies de notre échantillon. Hormis le cas de NGC 7331, les extinctions se situent entre $c(H\beta) \sim 0,3$ et $c(H\beta) \sim 0,6$, soit entre $A_V \sim 0,65$ et $A_V \sim 1,3$. Pour la plupart des galaxies on n'observe pas de gradient radial d'extinction. Toutefois, quatre galaxies présentent un gradient significatif (voir tableau 4.4). Il s'agit des galaxies NGC 2460, NGC 3351, NGC 4258 et NGC 4501 (voir figures 4.9 à 4.12). Jusqu'ici on n'avait observé un gradient d'extinction que dans les galaxies M101 [Scowen, Dufour & Hester 1992], M51 [Hill *et alii* 1997] et NGC 1365 [Roy & Walsh 1997]. Toutefois ces gradients sont très modérés comme celui observé pour NGC 4258. La forte pente observée dans NGC 3351 et NGC 4501 contraste fortement avec la plupart des observations qui montrent une absence de gradient d'extinction [Belley 1990; Martin 1992]. Dans le cas de NGC 2460, il s'agit probablement d'un problème observationnel. Étant donné que la dérivation de l'extinction est beaucoup plus sensible que la dérivation d'abondance aux erreurs photométriques, le gradient d'abondance dérivé sera peu affecté.

Tableau 4.3: Extinction dans les régions H II

Galaxies	$\bar{c}(\text{H}\beta)$	σ_c	$c(\text{H}\beta)_G$
NGC 1068	0,18	0,49	0,02
NGC 2460	-0,05	0,41	0,05
NGC 2841	0,61	0,35	0,00
NGC 3351	0,19	0,28	0,01
NGC 3368	0,37	0,32	0,02
NGC 4258	0,62	0,28	0,00
NGC 4501	0,28	0,43	0,03
NGC 7331	0,54	0,52	0,12

Tableau 4.4: Gradient d'extinction dans les galaxies

Galaxies	[dex/kpc]
NGC 1068	+0,006±0,0151
NGC 2460	-0,045±0,0152
NGC 2841	-0,009±0,0331
NGC 3351	-0,063±0,0104
NGC 3368	+0,024±0,0304
NGC 4258	-0,017±0,0040
NGC 4501	-0,096±0,0333
NGC 7331	+0,035±0,0079

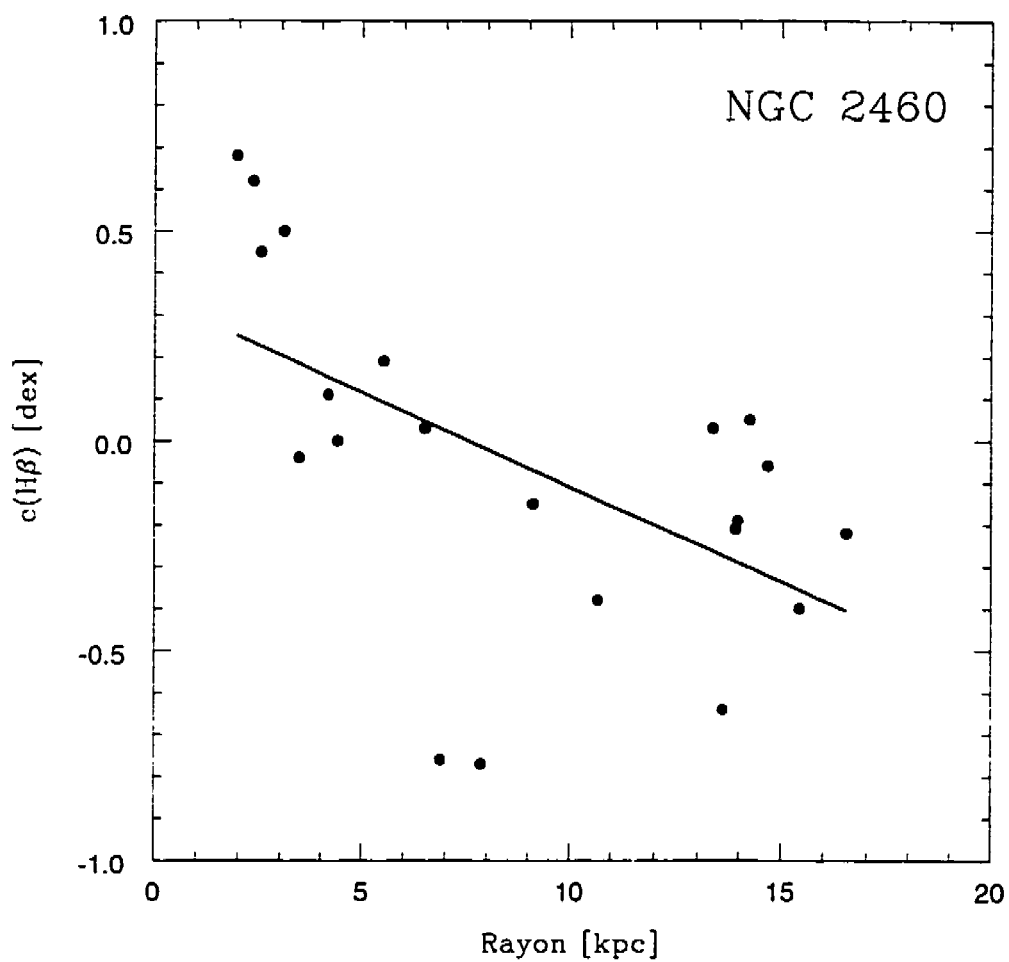


Figure 4.9: Extinction dans NGC 2460

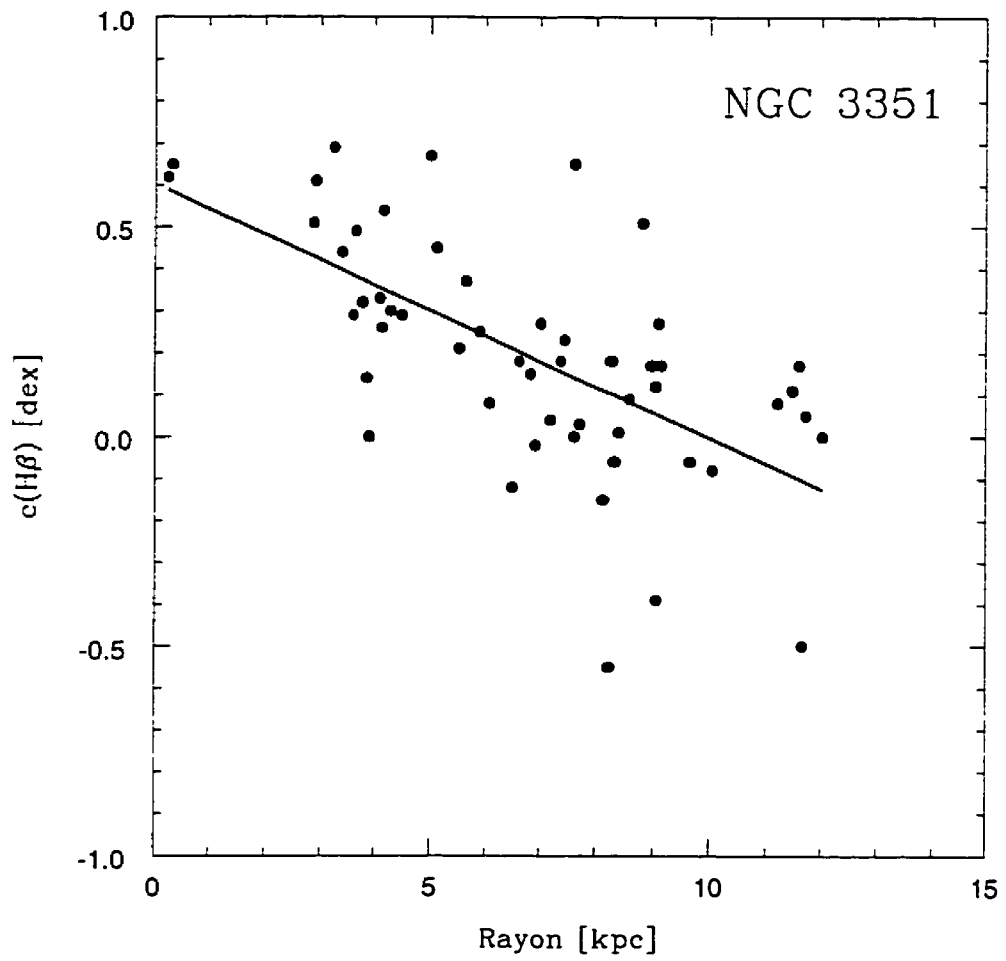


Figure 4.10: Extinction dans NGC 3351

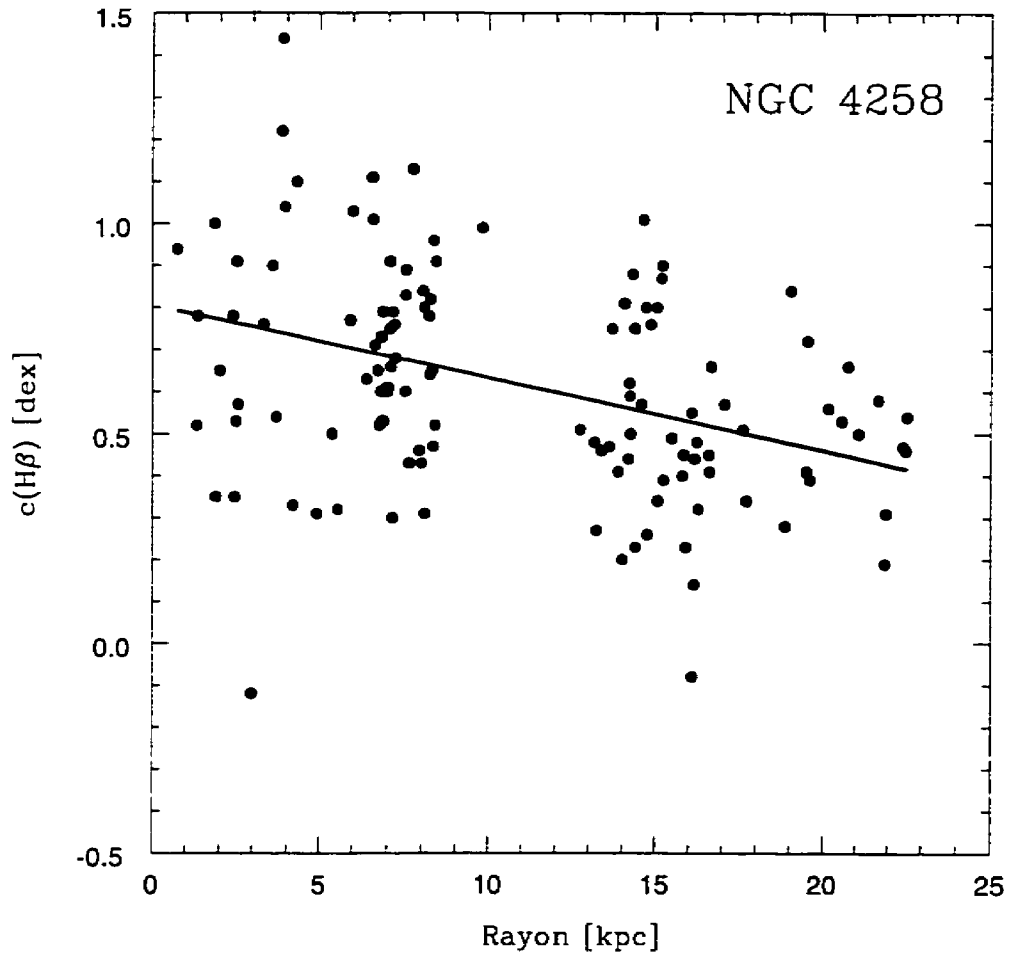


Figure 4.11: Extinction dans NGC 4258

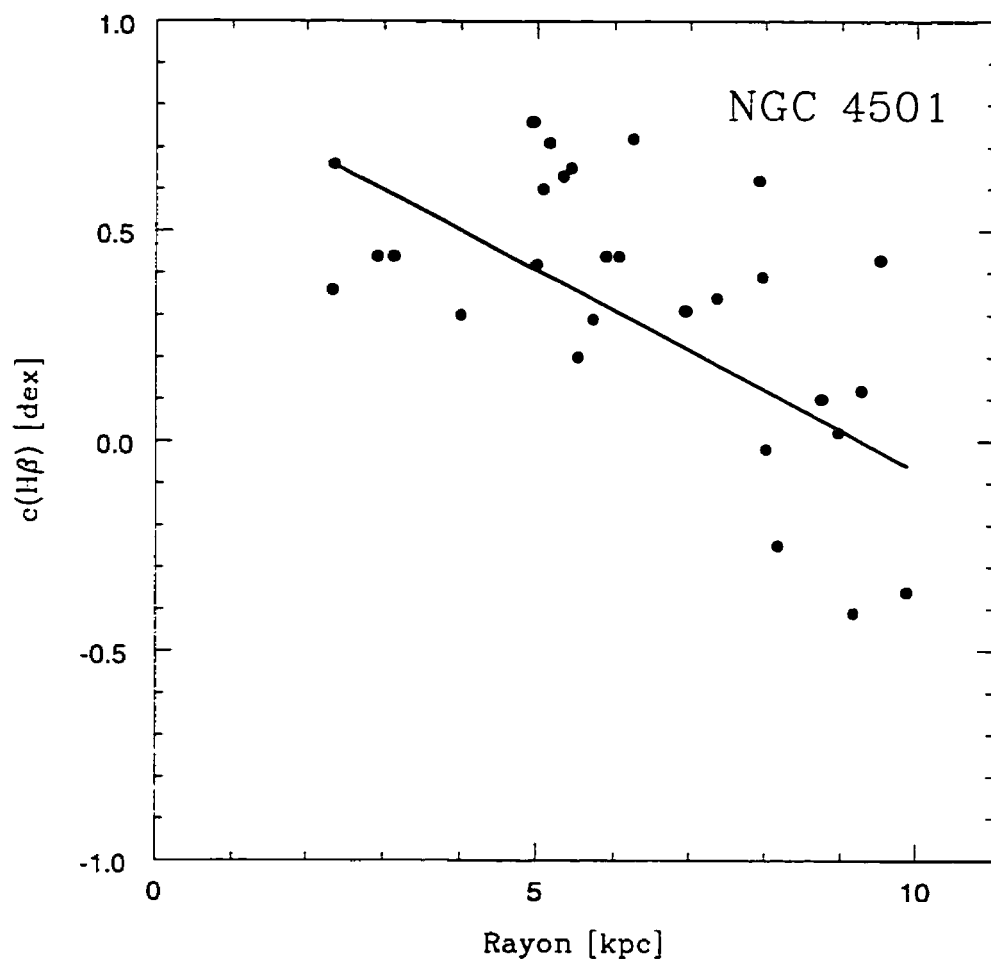


Figure 4.12: Extinction dans NGC 4501

4.6 Diagramme diagnostique des régions H II

Les mécanismes liés à la photoionisation établissent une séquence spécifique entre les différents rapports de raies nébulaires. Cette propriété permet de vérifier que le mécanisme de chauffage principal du gaz nébulaire est bel et bien la photoionisation par les étoiles massives, et non pas des chocs ou du rayonnement non thermique provenant d'un noyau actif par exemple. Cette validation nous assure que les indicateurs d'abondances sont utilisés dans leur domaine d'application prévu.

C'est Balwin, Phillips & Terlevitch (1981) qui ont proposé les premiers ce type de diagramme. Reprenant le diagramme mettant en relation $[N II]/H\alpha$ et $[O III]/H\beta$ tiré de Osterbrock (1989) pour établir la limite entre les régions H II et les objets où le mécanisme de chauffage du gaz est anormal (voir figure 4.13), nous étudions nos candidats de régions H II. Les figures 4.14 à 4.21 montrent les résultats obtenus pour chaque galaxie. La courbe continue représente la limite entre les régions H II et les objets à excitation anormale telle que présentée dans Osterbrock (1989). On remarque que la très grande majorité des points se retrouvent à l'intérieur du domaine des régions H II, les quelques points qui se retrouvent au-delà de la limite ne s'en éloignent guère. Ce comportement est similaire à ce qui a été observé par d'autres études utilisant l'imagerie monochromatique [Martin 1992; Belley 1990]. Par conséquent, j'ai conservé l'ensemble de ces points pour effectuer la détermination d'abondance².

²Les noyaux de galaxies, étoiles et un reste de supernova ont déjà été rejetés dans les premières phases par inspection visuelle des images et des spectres.

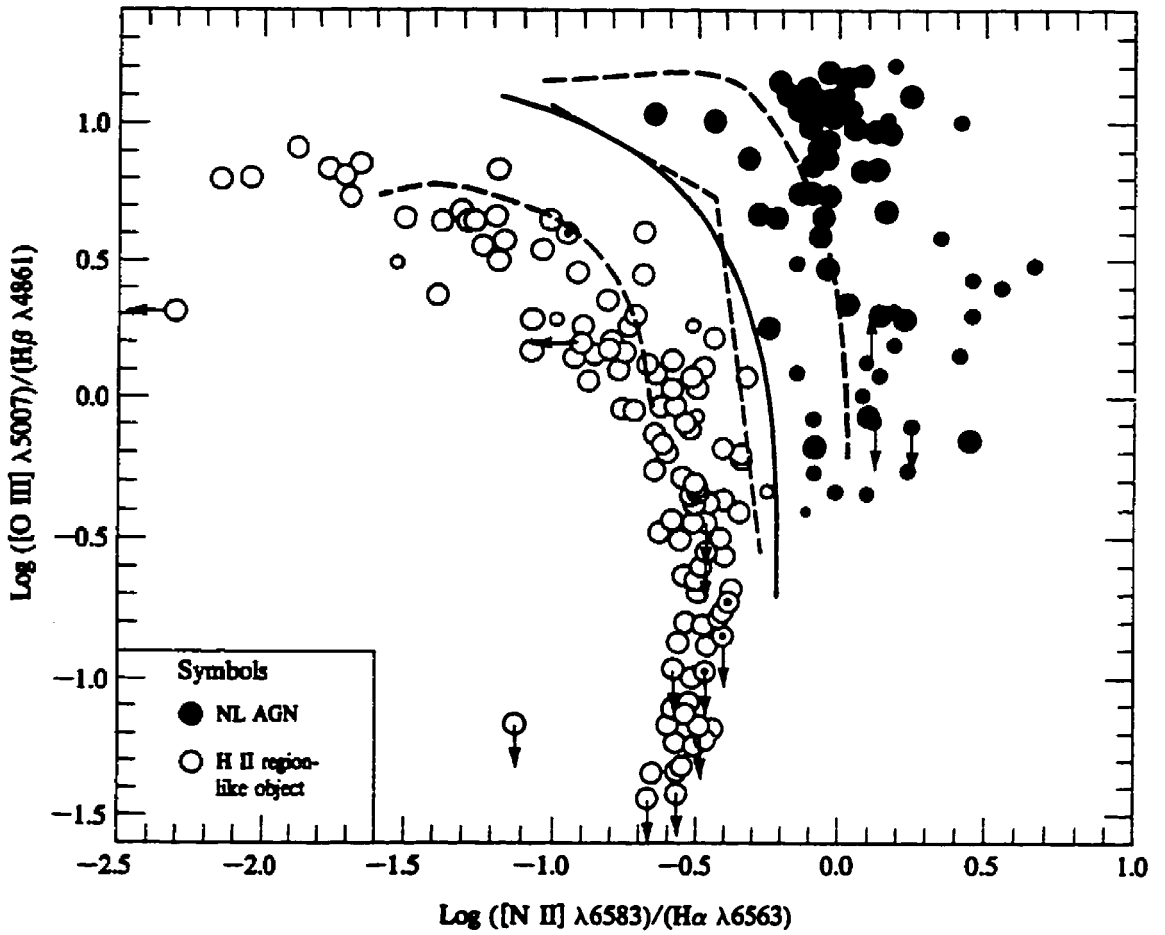


Figure 4.13: Diagramme diagnostique selon Osterbrock (1989). Le trait plein sépare les régions H II des noyaux actifs. Les traits pointillés représentent les prédictions de modèles.

On remarque que les diagrammes des galaxies NGC 1068 et NGC 7331 (voir figures 4.14 et 4.21) présentent une dispersion supérieure à la moyenne, alors que les galaxies observées en spectroscopie multifente présentent une dispersion très faible (NGC 3351 et NGC 4501, figures 4.17 et 4.20). De toute évidence, la différence provient essentiellement de la technique utilisée dans chaque cas, la soustraction du continu sous-jacent étant plus difficile en imagerie monochromatique qu'en spectroscopie. Toutefois, la présence de chocs légers n'est pas à exclure dans le cas de NGC 1068.

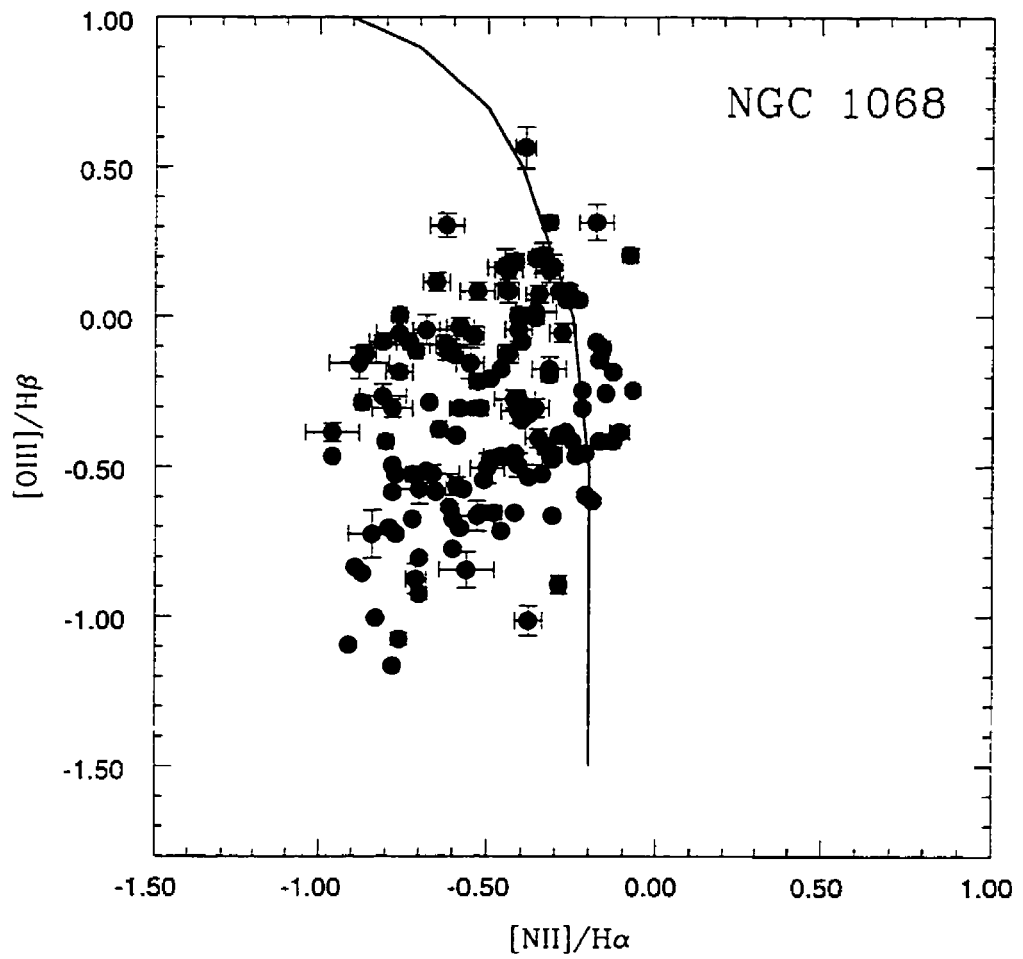


Figure 4.14: Diagramme diagnostique NGC 1068

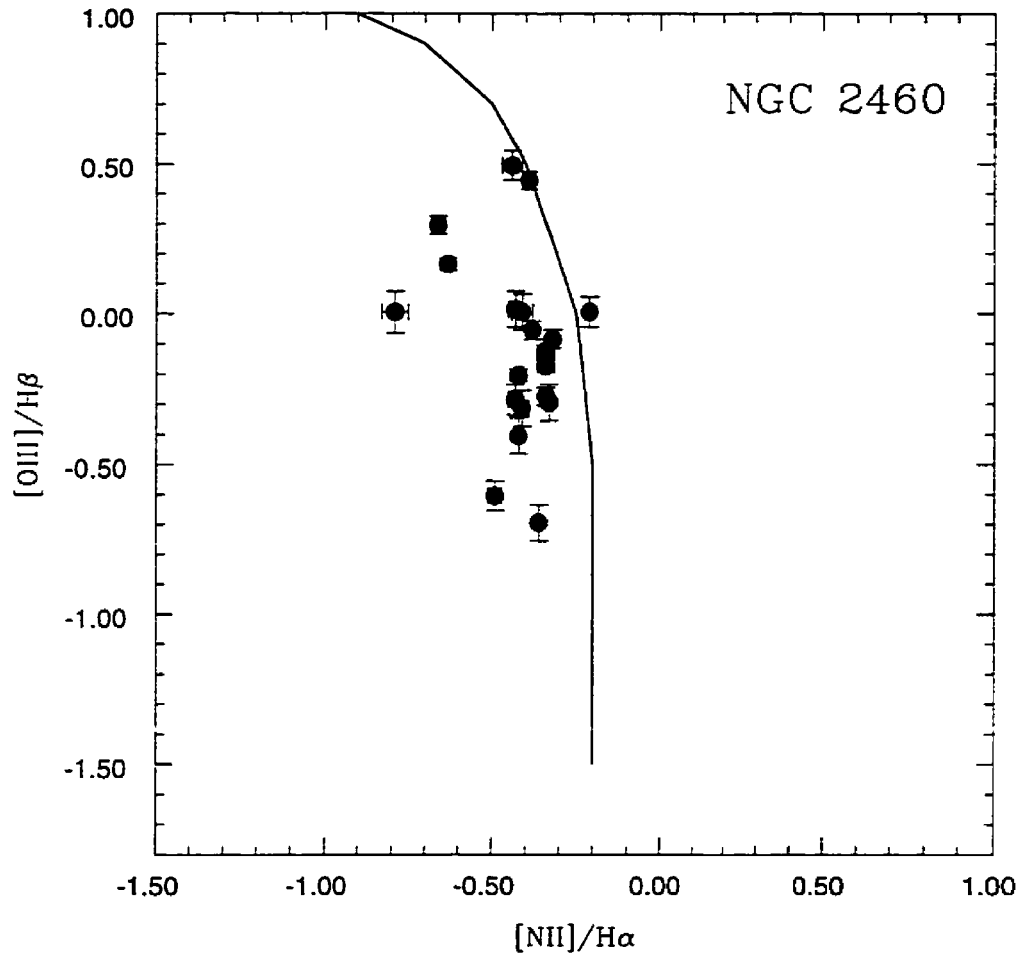


Figure 4.15: Diagramme diagnostique NGC 2460

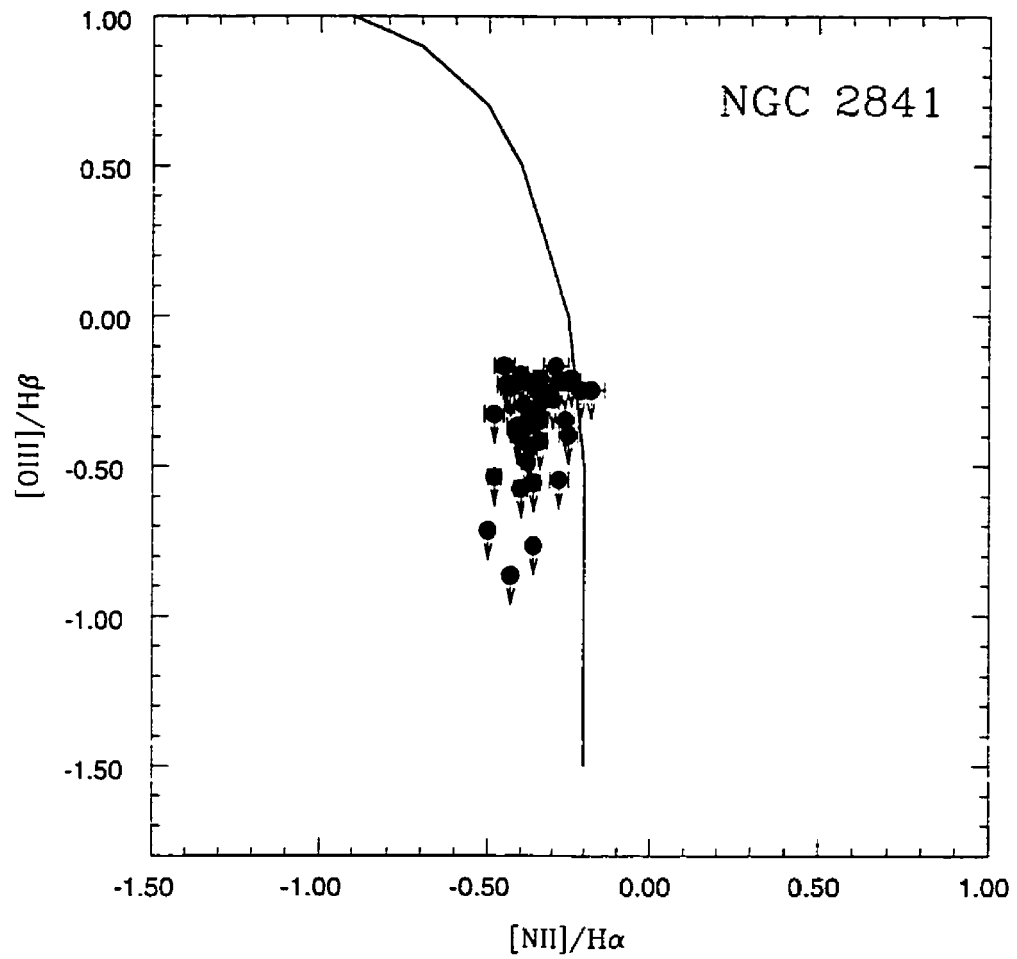


Figure 4.16: Diagramme diagnostique NGC 2841

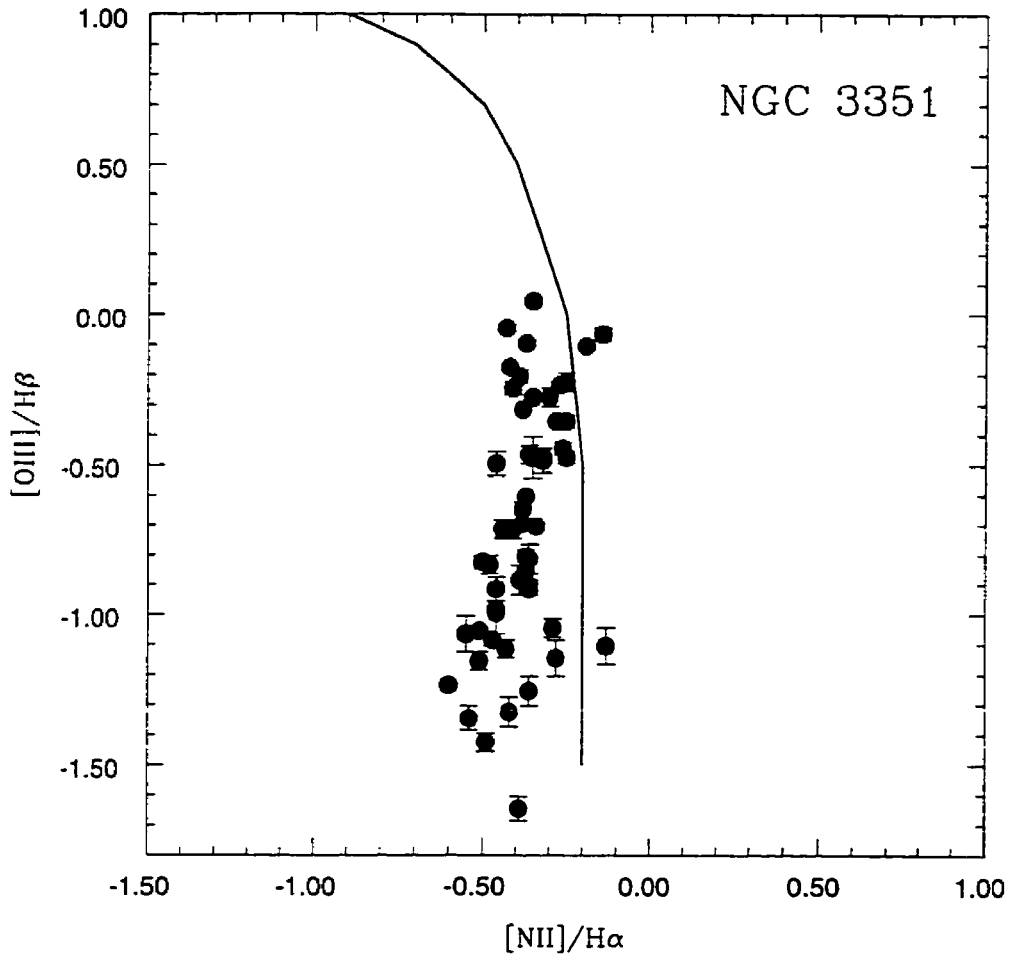


Figure 4.17: Diagramme diagnostique NGC 3351

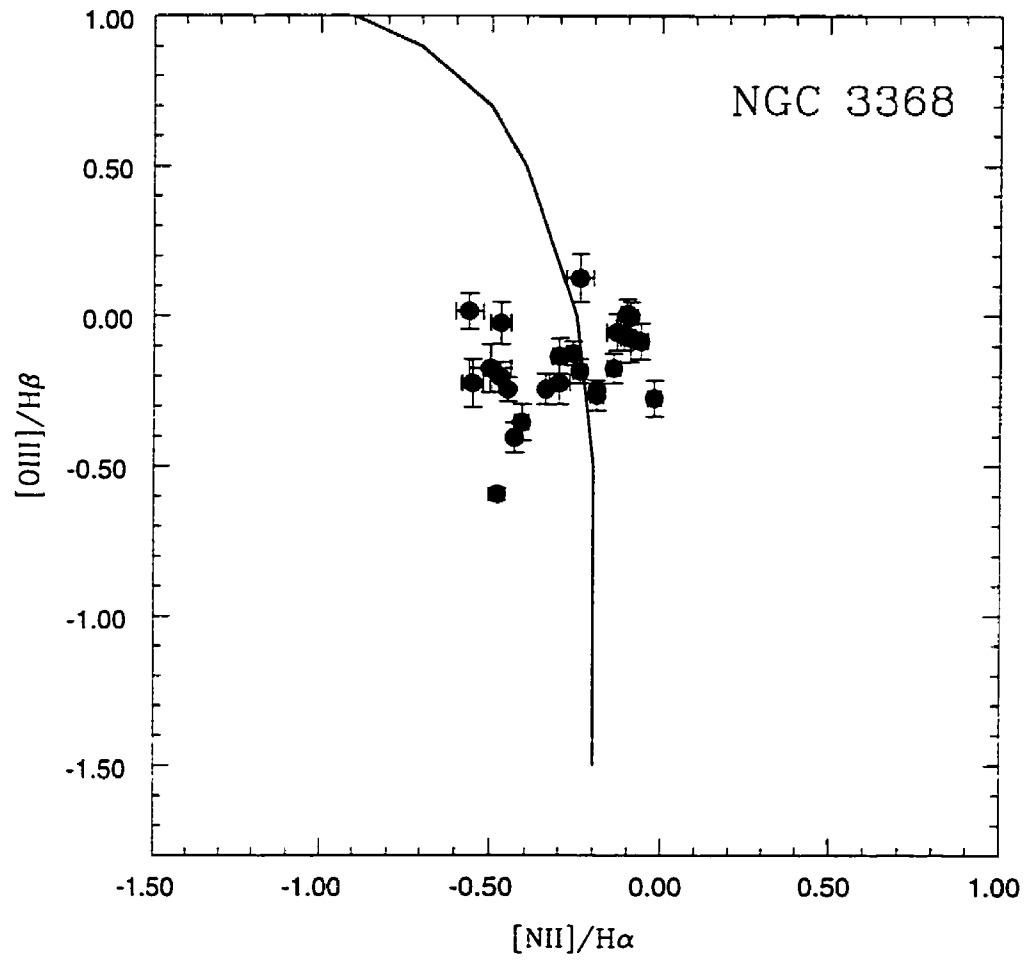


Figure 4.18: Diagramme diagnostique NGC 3368

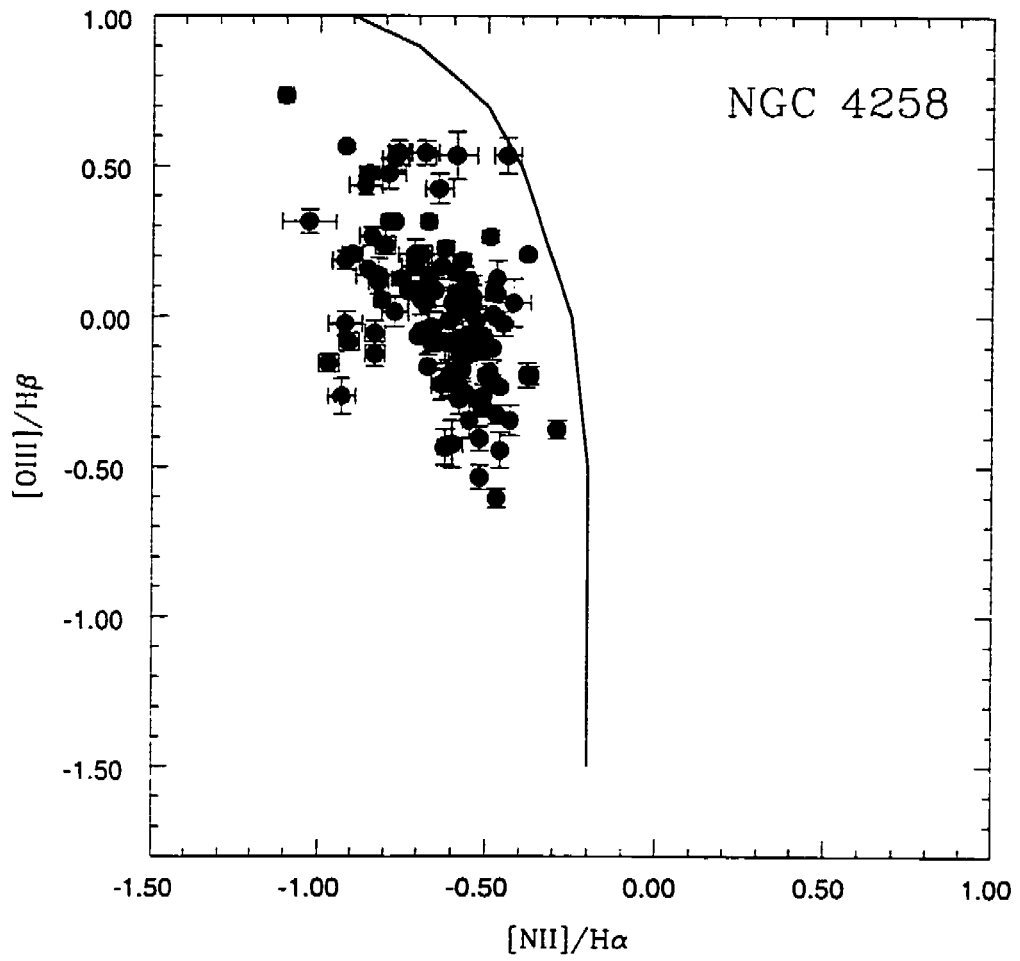


Figure 4.19: Diagramme diagnostique NGC 4258

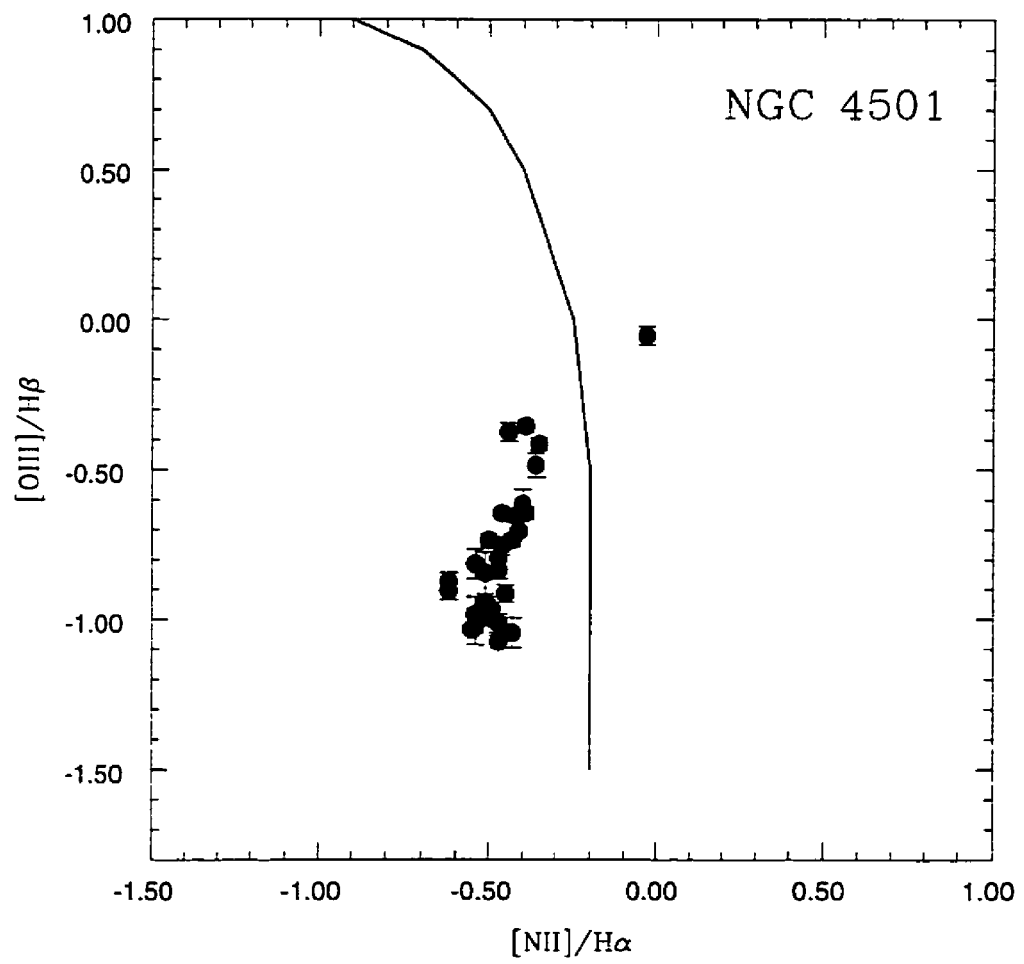


Figure 4.20: Diagramme diagnostique NGC 4501

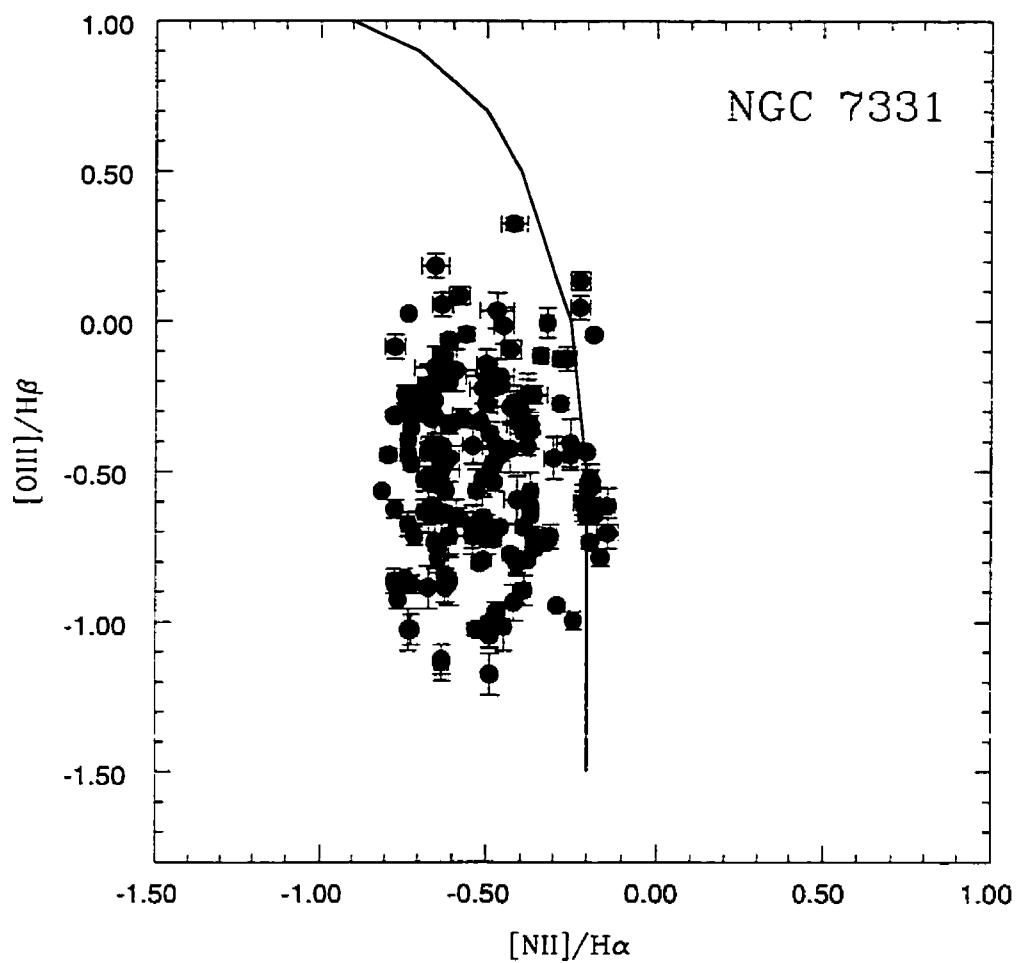


Figure 4.21: Diagramme diagnostique NGC 7331

4.7 Les gradients de rapport de raies

Dans les figures 4.22 à 4.29, on montre le comportement radial des rapports de raies $[\text{N II}]/[\text{O III}]$ et $[\text{O III}]/\text{H}\beta$. On remarque qu'en règle générale, le comportement de $[\text{N II}]/[\text{O III}]$ est l'image miroir de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$. Cela n'est guère étonnant car aux fortes abondances ($12 + \log \text{O}/\text{H} > 8,6$) seule la raie $[\text{O III}]\lambda 5007$ change significativement avec l'abondance. Le comportement de $[\text{N II}]/[\text{O III}]$ est donc dominé par le comportement de $[\text{O III}]$ et suit donc celui de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$.

Les galaxies NGC 1068, NGC 3351, NGC 4258 et NGC 7331 présentent des gradients de rapports de raies discernables à l'oeil; le rapport $[\text{N II}]/[\text{O III}]$ diminuant d'une façon notable du centre vers le bord, alors que $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ augmente vers l'extérieur du disque. En contraste, les galaxies NGC 3368 et NGC 4501 ne montrent pas de variations notables des rapports de raies à travers leur disque. Pour la galaxie NGC 2841, nous n'avons obtenu que les limites supérieures et inférieures car aucune région H II ne présentait un rapport signal sur bruit suffisant ($S/B > 5$) dans la raie $[\text{O III}]\lambda 5007$ ³.

³Un calcul très optimiste montre qu'il aurait fallu doubler le temps d'exposition en $[\text{O III}]$ pour aller chercher une quinzaine de régions H II et le tripler pour avoir une vingtaine de régions.

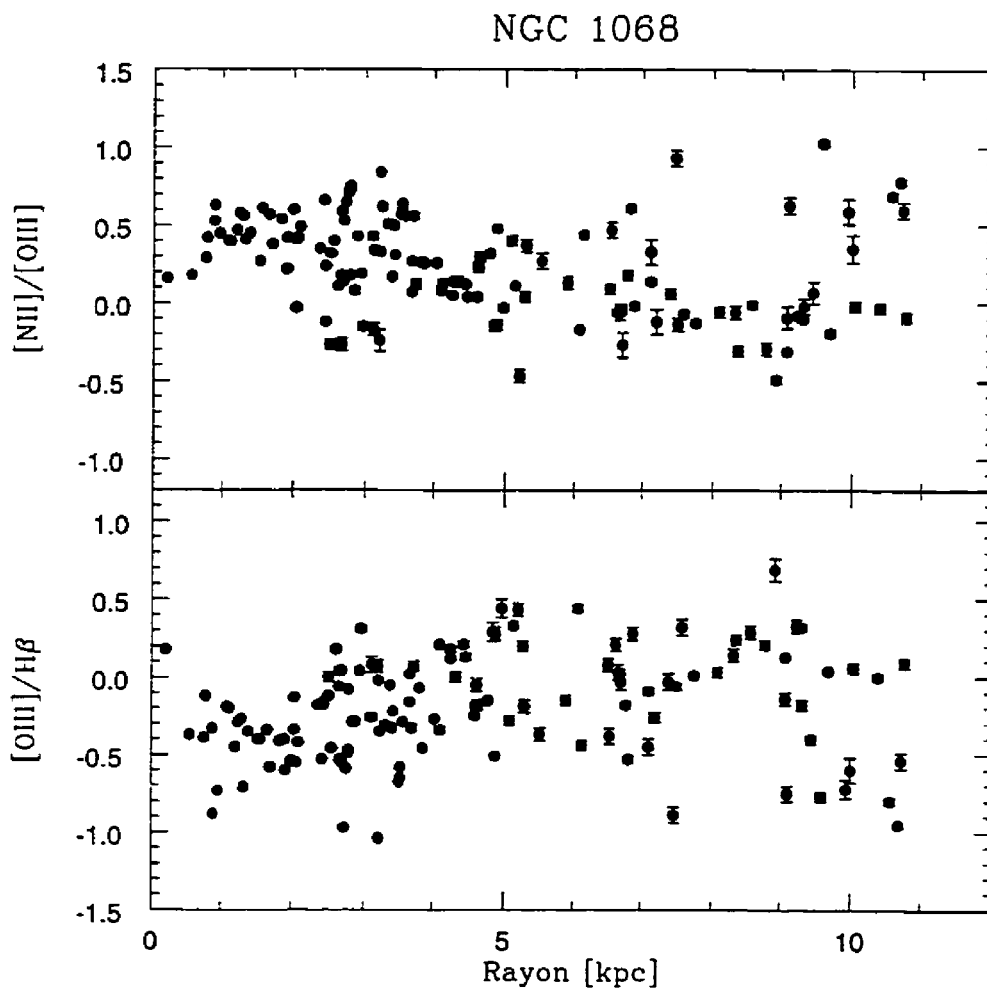


Figure 4.22: Rapport de raies dans NGC 1068

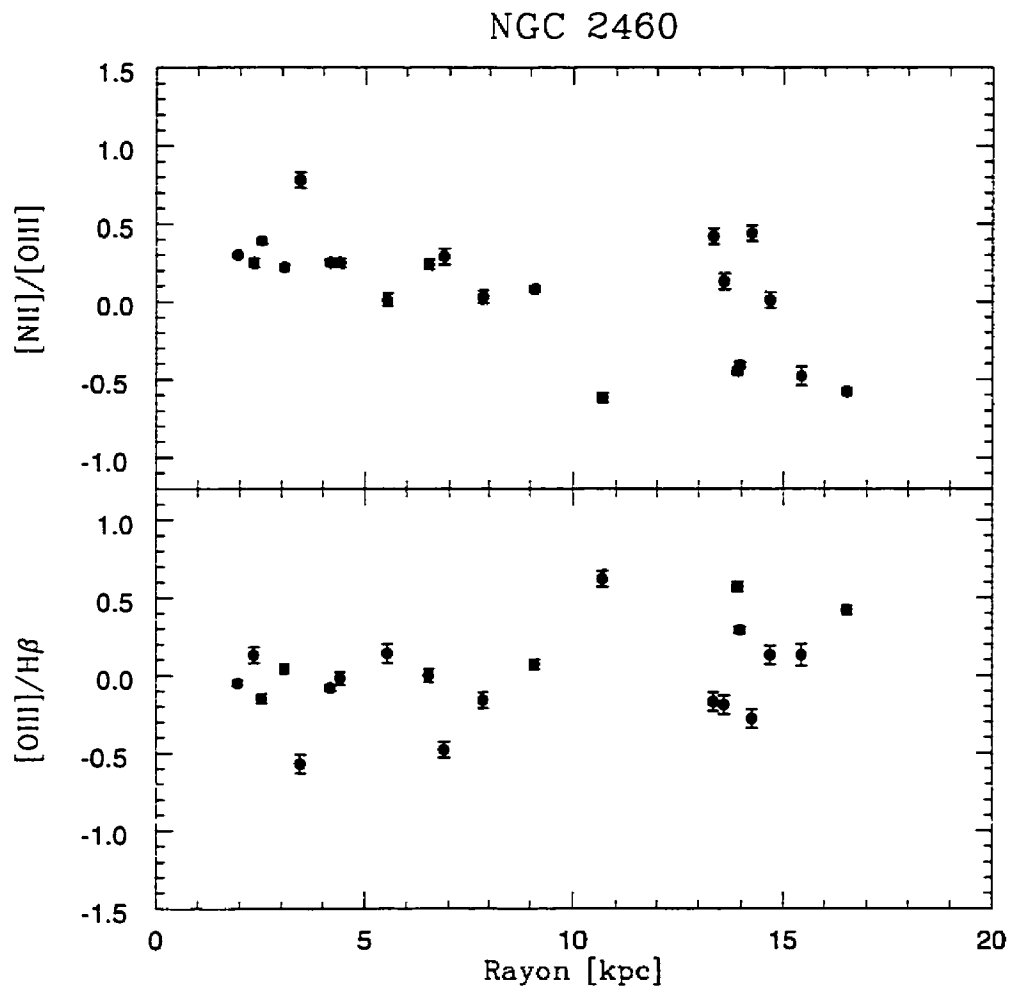


Figure 4.23: Rapport de raies dans NGC 2460

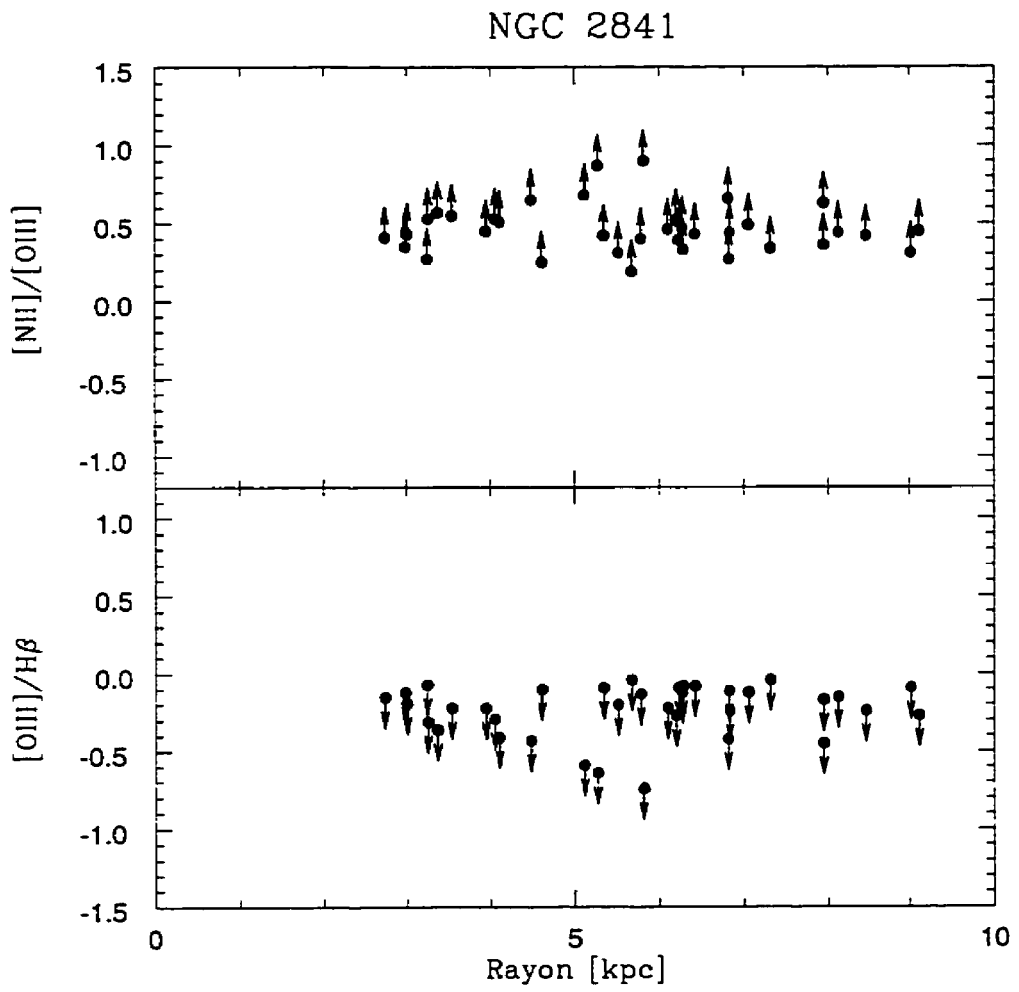


Figure 4.24: Rapport de raies dans NGC 2841

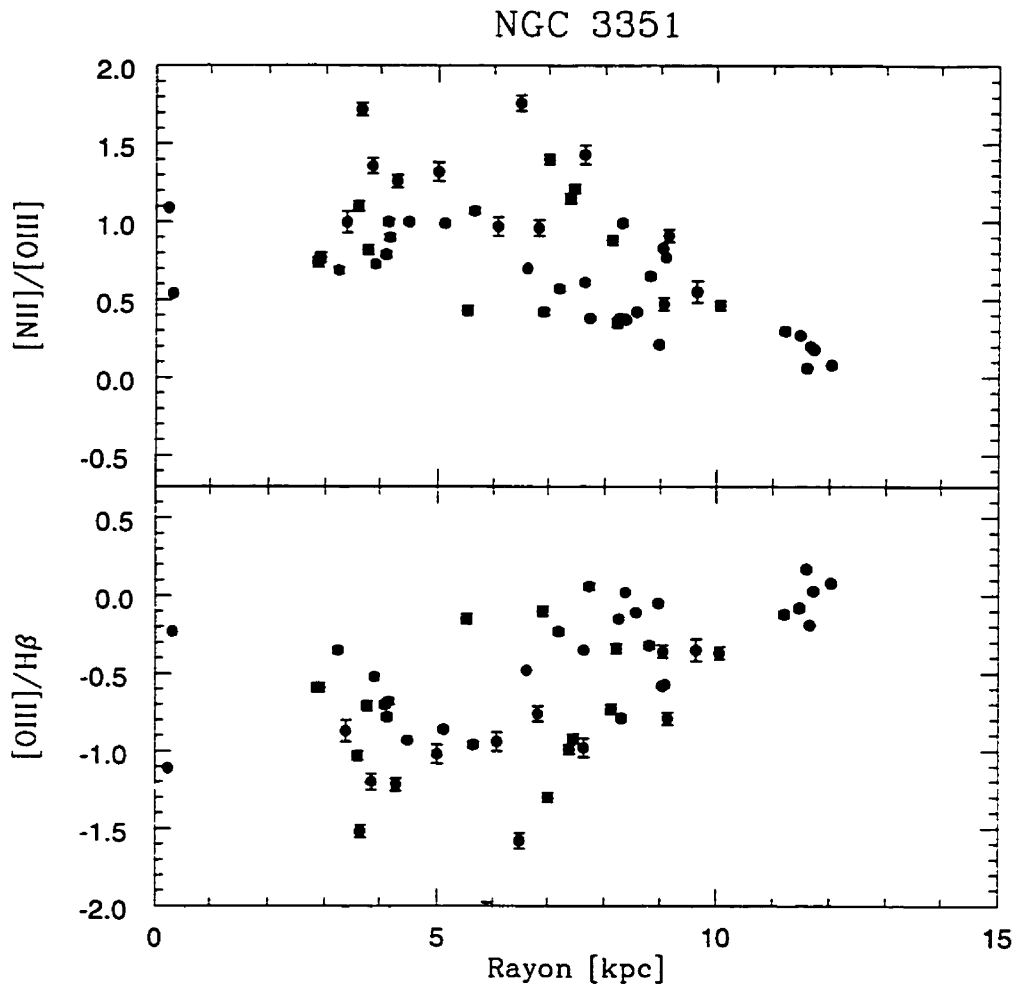


Figure 4.25: Rapport de raies dans NGC 3351

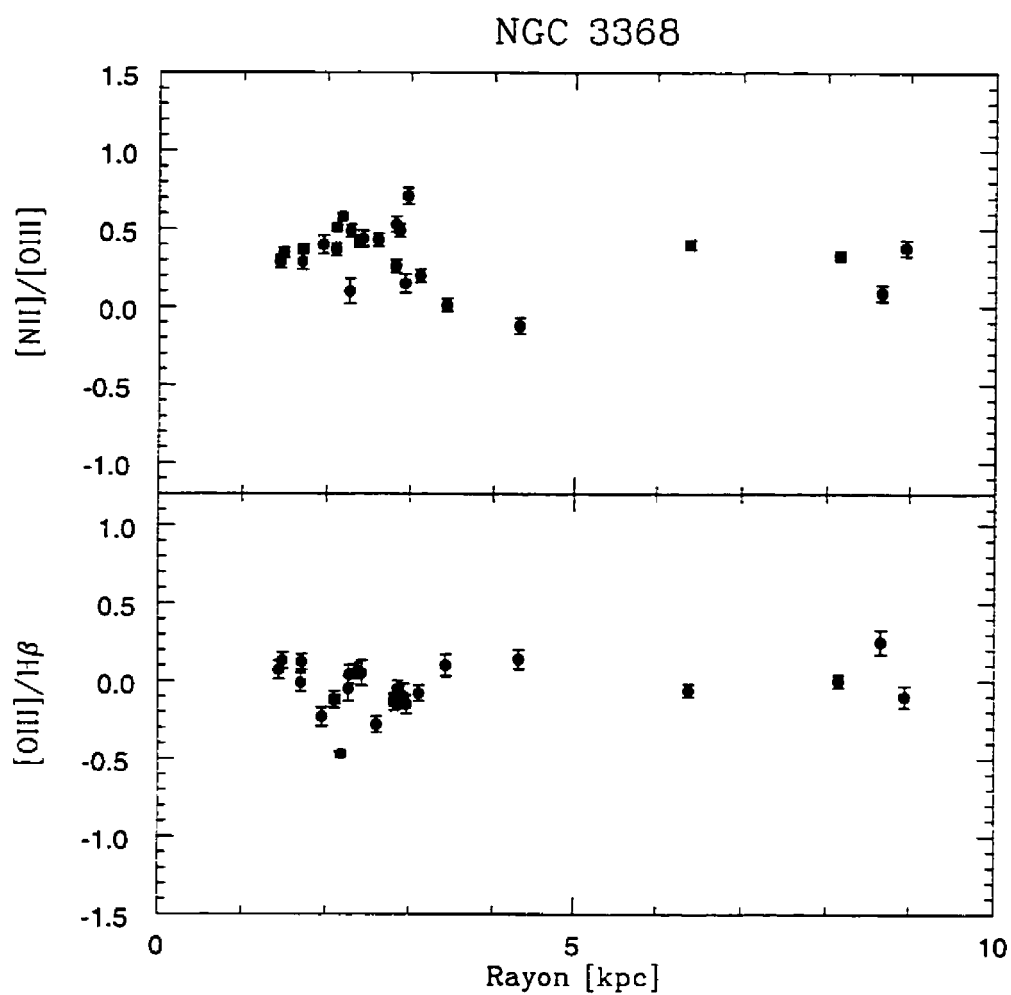


Figure 4.26: Rapport de raies dans NGC 3368

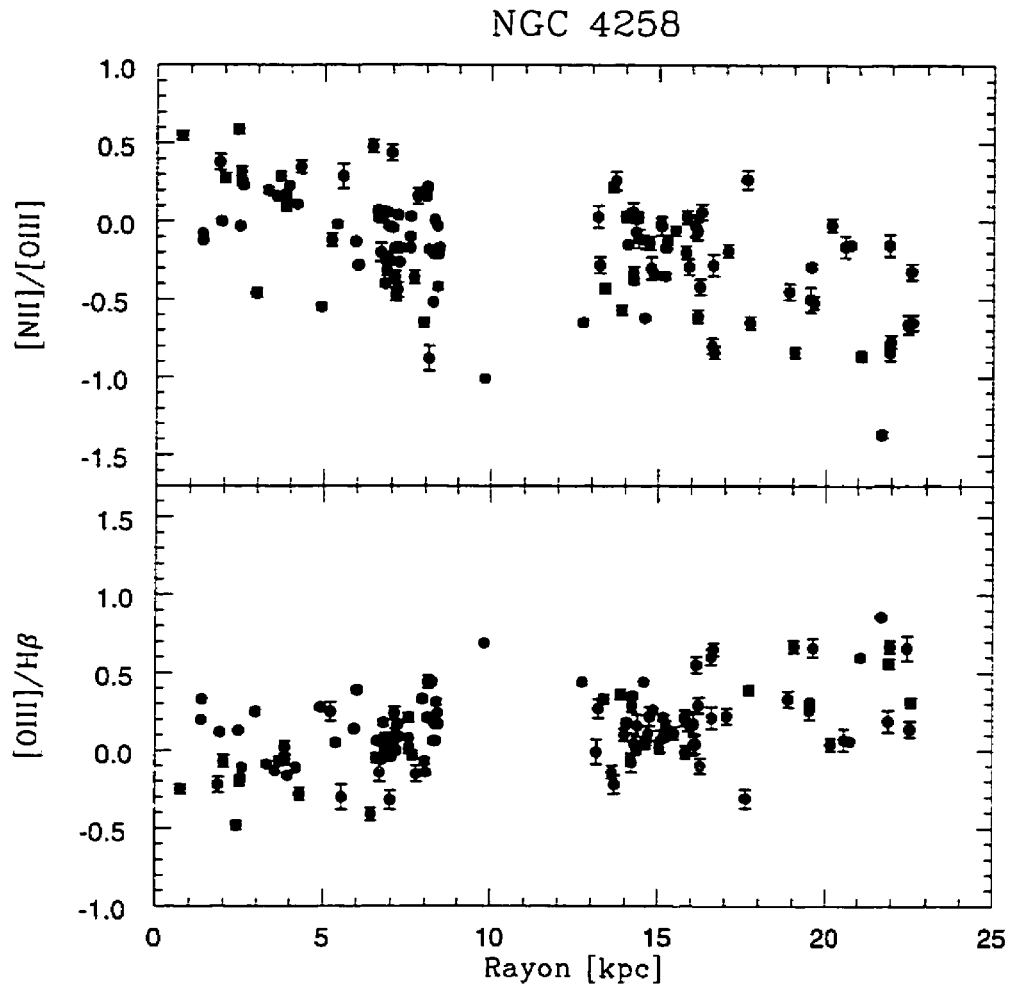


Figure 4.27: Rapport de raies dans NGC 4258

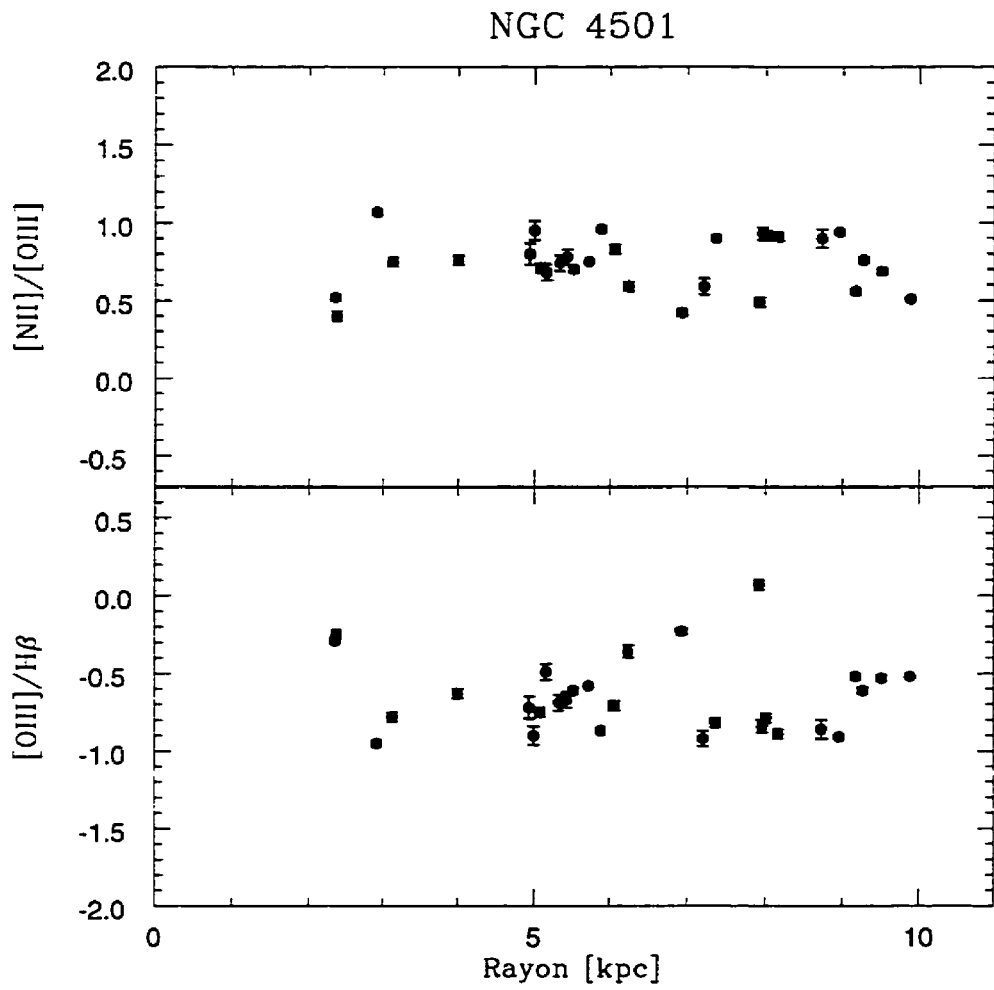


Figure 4.28: Rapport de raies dans NGC 4501

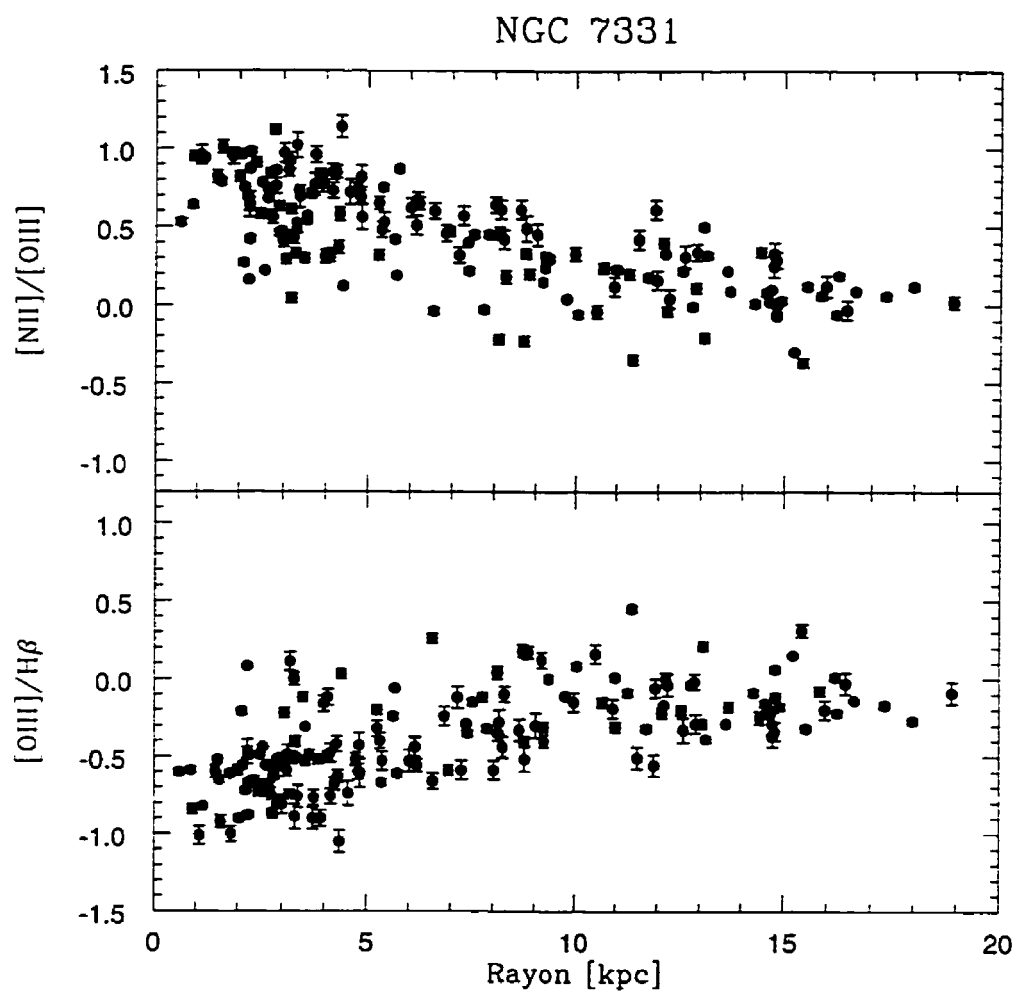


Figure 4.29: Rapport de raies dans NGC 7331

Chapitre 5

Les profils d'abondance

“Natura non facit saltus” *Leibnitz*

5.1 Mesure des abondances

La mesure des abondances de certains éléments dans les régions H II est effectuée à partir de l'intensité relative de différentes raies d'émission. Pour la plupart de ces raies (sauf les raies Lyman), le milieu nébulaire est optiquement mince en l'absence de poussière, ce qui simplifie l'analyse. Les raies excitées par collision présentent une grande sensibilité à la température, ce qui peut aider ou rendre plus difficile la détermination des abondances. De plus, chaque niveau d'ionisation des éléments ne présente pas nécessairement de transformation spectrale dans la région observée du spectre électromagnétique; on doit donc se fier aux modèles théoriques afin de tenir compte des ions inobservés présents dans le milieu interstellaire [Stasińska *et alii* 1981; Evans & Dopita 1985; McCall, Rybski & Shields 1985; Stasińska 1990].

L'effet principal des éléments lourds est de modifier la température d'équilibre d'une région H II. Leur nombreuses raies d'émission, en particulier dans l'infrarouge, permettent à une importante quantité d'énergie thermique de s'échapper de la région H II sous forme radiative. La température électronique d'équilibre s'en trouve donc réduite d'autant [Osterbrock 1989]. En résumé, le niveau des abondances de certains éléments, surtout l'oxygène, détermine la température d'équilibre de la région H II. La température à son tour affecte l'intensité des raies spectrales émises par les différents ions; particulièrement, les raies dues aux transitions interdites. Donc une mesure de l'intensité relative des raies permet une estimation du niveau d'abondance des éléments lourds.

5.1.1 Méthode semi-empirique

Les intensités relatives de certaines raies d'émissions interdites peuvent être utilisées pour déterminer la température électronique T_e du milieu nébulaire. En effet, lorsque la densité est faible, le rapport d'intensité entre deux raies d'un même ion permet une mesure directe de la température électronique, car, suivant le facteur de Boltzmann, il est proportionnel à $e^{[(E_2-E_1)/kT_e]}$. Les ions le plus souvent utilisés pour ce genre de mesures sont ceux de l'oxygène $^1S[\text{O III}]\lambda 4363 \rightarrow ^1D[\text{O III}]\lambda\lambda 4959, 5007$ et de l'azote $^1S[\text{N II}]\lambda 5755 \rightarrow ^1D[\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6583$. Malheureusement, la raie $\lambda 4363$ est le plus souvent très faible, et de plus située près de la raie de pollution lumineuse $\text{Hg I}\lambda 4358$ lorsque le décalage spectral est faible; ce rapport de raies est donc difficile à mesurer avec précision; une remarque similaire s'applique à la raie de l'azote. Règle générale, la mesure de la température ne sera possible que si cette dernière est élevée ($T > 8000$ K) [Osterbrock 1989]. Par conséquent, seules les régions où la métallicité est relativement faible verront leurs abondances établies à partir de mesures directes de la température à moins qu'elles ne présentent un flux exceptionnellement intense. Pour les autres régions, il faudra s'en remettre à un étalonnage

semi-empirique. Cet étalonnage est obtenu à l'aide de modèles de régions H II dont on connaît la température électronique. Ces modèles semi-empiriques prédisent pour diverses abondances et structures nébulaires, l'intensité de rapports de raies impliquant des raies spectrales brillantes facilement observables; les rapports les plus utilisés sont $[O III]/H\beta$, $[N II]/[O III]$ et $([O II]+[O III])/H\beta$ qui ont démontré comme étant des indicateurs fiables de l'abondance de l'oxygène.

Ces indicateurs d'abondance sont calibrés soit en utilisant une grille de modèles de régions H II [Dopita & Evans 1986], soit en ajustant les modèles de photoionisation à l'intensité des raies observées pour des régions H II individuelles [Shields & Searle 1978; Evans 1986], ou par une synthèse des deux méthodes [Edmunds & Pagel 1984]. Dans le cadre de ce travail, nous utilisons les résultats de Edmunds et Pagel (1984) pour $[N II]/[O III]$ (voir figure 5.1). Ce résultat peut être ajusté par la courbe suivante dans le cas où $\eta = \log [O III]/[N II] > 0,18$:

$$12 + \log O/H = 8,77 - 0,214\eta - 0,407\eta^2 + 0,406\eta^3 - 0,118\eta^4 \quad (5.1)$$

et si $\eta < 0,18$.

$$12 + \log O/H = 8,80 - 0,446\eta + 0,025\eta^2 + 0,037\eta^3. \quad (5.2)$$

On doit toutefois demeurer prudent face à l'utilisation de la méthode semi-empirique. En effet, si les conditions physiques régnant à l'intérieur de la région H II étudiée diffèrent tant soit peu de celles du modèle de base, les résultats ne correspondront pas nécessairement à l'abondance réelle. En particulier, les modèles sont supposés le plus souvent homogènes en densité; dans la réalité, les régions H II présentent des structures très riches en filaments et vides. La présence de chocs peut aussi modifier d'une manière notable les rapports de raies [Hunter 1984]. Mais la plus grande incertitude liée à cette méthode vient du fait qu'elle n'a jamais *réellement* été étalonnée dans le domaine des abondances élevées ($12 + \log O/H > 8,9$).

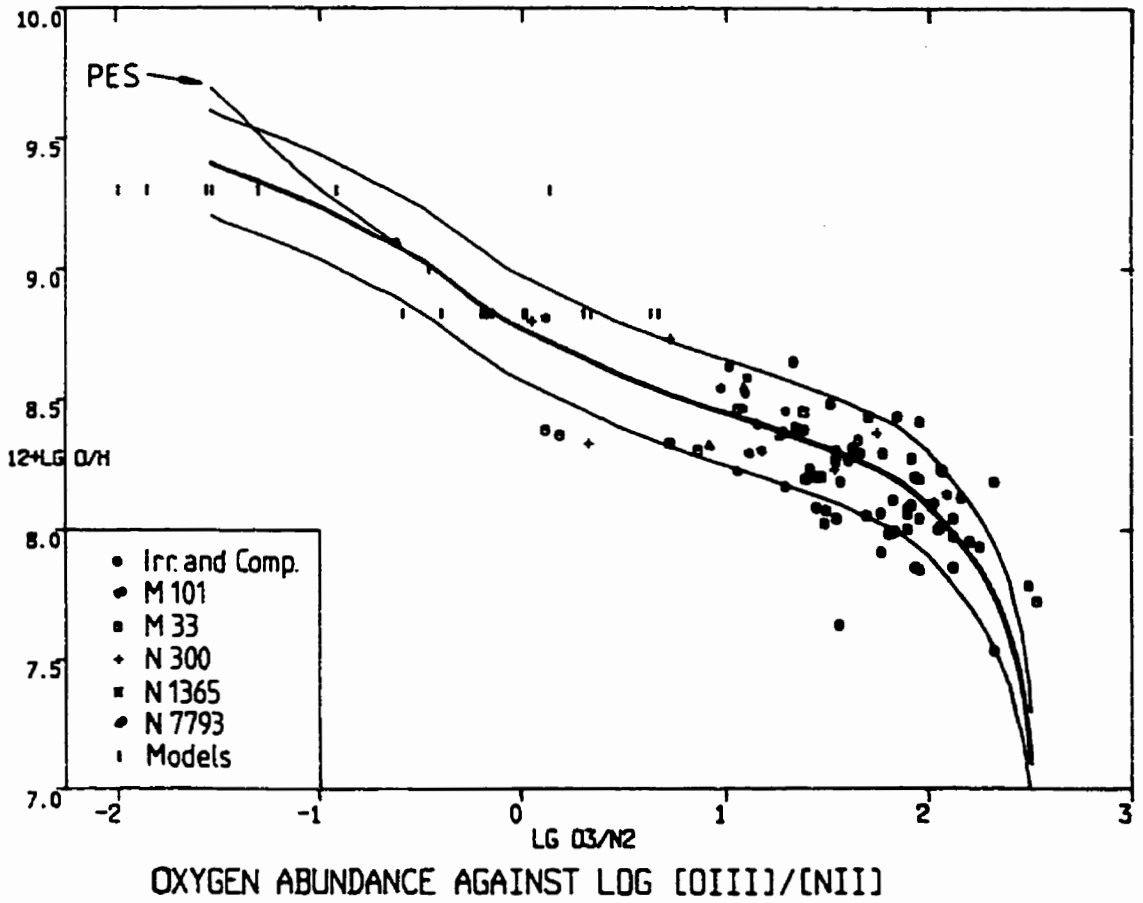


Figure 5.1: Calibration de Edmunds & Pagel (1984). Le trait identifié PES réfère à la calibration présentée par Pagel, Edmunds & Smith (1980).

En effet, la calibration originale de Edmunds & Pagel (1984) est basée sur un modèle de la région Searle 5 dans M101 [Searle 1971] développé par Shields & Searle (1978). Toutefois, ces observations ne permettaient pas de mesure directe de la température électronique du milieu interstellaire. La seule façon de le faire serait de mesurer T_e par les raies de recombinaison dans le radio; toutefois, même les plus grands radio-télescopes ne sont pas assez sensibles pour effectuer cette observation pour des galaxies proches. Jusqu'à tout récemment, la région H II présentant la plus faible excitation pour laquelle on a observé des raies permettant de déterminer la température était NGC 1365 #4 [Pagel *et alii* 1979] qui possède une abondance de $12 + \log O/H = 8.8$.

Étant donné l'importance de Searle 5, de nombreux auteurs s'y sont intéressés [McCall 1982; Evans 1986; Kinkel & Rosa 1994]. Une controverse s'est installée lorsqu'une divergence est apparue entre les résultats des modèles de Evans (1986) et ceux de McCall (1982) et de Shields & Searle (1978). Cette différence entre les résultats des modèles amène à deux lois de transformation différentes [McCall, Rybski & Shields 1985; Dopita & Evans 1986]. Les observations de Kinkel et Rosa (1994) permettant d'observer des raies sensibles à la température tendent à appuyer la thèse d'une abondance solaire pour Searle 5 [Evans 1986] plutôt qu'une abondance sur-solaire ($12 + \log O/H = 9,11$) [Shields & Searle 1978; McCall, Rybski & Shields 1985]. Il semble que la différence observée entre les différents modèles proposés provient essentiellement d'un changement dans les coefficients atomiques utilisés et de l'ajout de phénomènes atomiques négligés auparavant [Evans 1986]. Si l'hypothèse des abondances faibles venait à prévaloir, les abondances centrales dans les galaxies pourraient diminuer de 0,3 dex et les gradients d'abondance observés s'aplatir d'autant.

Dans notre cas, cet effet n'est pas trop dramatique car les gradients représentent une mesure globale des abondances du disque. Or, il n'y a en général que quelques points de mesure par galaxie pour lesquels les abondances sont suffisamment élevées

($12 + \log O/H > 9,0$) pour être sérieusement affectées par ce problème. D'autre part, l'effet est le même pour toutes les galaxies avec des gradients similaires. La comparaison des différents gradients d'abondance entre eux n'en sera donc que peu affectée.

Malgré cette réserve, les indicateurs d'abondance basés sur les raies d'émissions intenses sont un outil très puissant pour étudier la distribution des éléments chimiques à travers une galaxie surtout lorsque celle-ci est échantillonnée par plusieurs dizaines de points [Walsh & Roy 1989; Belley & Roy 1992; Martin & Roy 1994], et pour comparer des galaxies entre elles. Enfin, le lecteur doit garder en tête que l'incertitude sur la valeur de l'abondance dérivée pour chaque région H II est de l'ordre de $\pm 0,1$ dex (voir section 3.6).

5.2 Les gradients d'abondance

À partir du rapport $[N II]/[O III]$ corrigé pour le rougissement et en utilisant les équations de transformation 5.1 et 5.2, nous dérivons pour chacune des régions H II une abondance de l'oxygène. La distribution radiale des valeurs d'abondance pour chaque galaxie est illustrée par les figures 5.2 à 5.12. Le gradient global le plus important observé est $-0,040$ dex/kpc pour NGC 3351 et le plus faible est de $0,004$ dex/kpc pour NGC 4501 (voir tableau 5.1). Globalement, ces gradients sont faibles comparés aux gradients observés chez les galaxies à disque de type tardif (voir le tableau 1.1) et sont *comparables ou plus faibles que ceux observés pour les galaxies fortement barrées*. La dispersion résiduelle en abondance varie assez peu. Elle passe de $0,129$ dex pour NGC 1068 à $0,076$ pour NGC 4501. Dans le tableau 5.1, nous présentons aussi la dispersion après correction pour l'incertitude liée à la méthode de détermination des abondances ($\sigma'_{O/H}$, voir section 3.6).

Pour certaines galaxies, nous avons essayé d'ajuster les abondance avec deux droites (NGC 3351, NGC4258 et NGC 7331) ou en enlevant certains points de la distribution (NGC 1068). Dans le cas des bris de pente, plusieurs points d'inflexion ont été essayés en raison de la difficulté que l'on éprouve à déterminer avec précision l'endroit où se fait le changement de pente.

Tableau 5.1: Gradient d'abondance dans les galaxies

Galaxie	Gradient [dex/kpc]	12+Log O/H [dex]	$\sigma_{O/H}$ [dex]	$\sigma'_{O/H}$ [dex]	N	Notes
NGC 1068	$-0,015 \pm 0,0040$	$8,98 \pm 0,022$	0,129	0,114	135	
nettoyée	$-0,033 \pm 0,0032$	$9,05 \pm 0,016$	0,091	0,067	120	1
NGC 2460	$-0,018 \pm 0,0057$	$9,00 \pm 0,057$	0,158	0,146	21	
NGC 3351	$-0,033 \pm 0,0068$	$9,36 \pm 0,050$	0,168	0,159	53	
Cassure	$+0,027 \pm 0,0191$	$9,12 \pm 0,078$	0,127	0,112	21	S/B=4,15
(6 kpc)	$-0,069 \pm 0,0130$	$9,68 \pm 0,115$	0,168	0,157	32	
Cassure	$+0,010 \pm 0,0158$	$9,18 \pm 0,074$	0,134	0,119	26	S/B=3.73
(7 kpc)	$-0,073 \pm 0,0147$	$9,72 \pm 0,136$	0,161	0,149	27	
Cassure	$+0,003 \pm 0,0126$	$9,21 \pm 0,067$	0,139	0,125	33	S/B=3,05
(8 kpc)	$-0,059 \pm 0,0159$	$9,58 \pm 0,154$	0,125	0,109	20	
N3368	$-0,009 \pm 0,0077$	$8,98 \pm 0,031$	0,084	0,059	25	
N4258	$-0,012 \pm 0,0018$	$8,86 \pm 0,022$	0,117	0,100	122	
Cassure	$-0,031 \pm 0,0061$	$8,96 \pm 0,039$	0,113	0,095	64	S/B=1.40
(10 kpc)	$-0,020 \pm 0,0050$	$9,02 \pm 0,085$	0,110	0,095	58	
N4501	$+0,002 \pm 0,0066$	$9,12 \pm 0,044$	0,075	0,045	29	
N7331	$-0,022 \pm 0,0016$	$9,15 \pm 0,014$	0,096	0,073	164	
Cassure	$+0,021 \pm 0,0082$	$8,94 \pm 0,038$	0,088	0,062	55	S/B=5,21
(7 kpc)	$-0,024 \pm 0,0025$	$9,16 \pm 0,033$	0,090	0,065	109	
Cassure	$+0,007 \pm 0,0063$	$8,99 \pm 0,033$	0,091	0,066	66	S/B=2,14
(8 kpc)	$-0,022 \pm 0,0029$	$9,12 \pm 0,039$	0,089	0,064	98	

1: Les régions 1, 19, 20, 21, 22, 23, 27, 45, 80, 97, 99, 100, 101, 103 et 104 ont été retirées de l'échantillon

NGC 1068

Le gradient global d'abondance, basé sur l'analyse de 135 régions H II, dans NGC 1068 est de $-0,015$ dex/kpc et l'abondance centrale extrapolée au centre est de $12 + \log O/H = 8,98$. Toutefois, certaines régions H II (~ 15) se démarquent d'une façon notable des autres par une abondance plus faible ou plus forte (par un facteur deux) par rapport aux autres régions situées à un même rayon. Si on retire ces régions de l'échantillon, le gradient devient plus pentu ($-0,033$ dex/kpc) et l'abondance centrale projetée s'accroît quelque peu ($12 + \log O/H = 9,05$). On peut être tenté d'attribuer ce faible gradient à la présence d'une barre stellaire détectée en infrarouge [Scoville *et alii* 1988]. Bien que forte ($\epsilon_b \approx 6$), cette barre est peu massive par rapport à la masse totale du disque [Schild, Tresch-Fienberg & Huchra 1985]. D'autre part, il subsiste de fortes variations azimutales d'abondance dans le disque de NGC 1068, ce qui est *a priori* incompatible avec l'effet d'homogénéisation produit par la rotation différentielle du disque (voir figures 5.2 et 5.3) [Roy & Kunth 1995].

Si on examine avec soin les résidus d'ajustement, on remarque qu'il existe un pseudo-anneau de régions montrant un excès d'abondance sur le pourtour extérieur de la galaxie; il peut être lié à ce qui semble être un autre excès local près du centre. Si on examine la carte de rapport de raies (voir figure 5.4), on remarque une importante asymétrie dans les régions centrales. Si on exclut une possible contribution du flux ionisant provenant du noyau actif, cette asymétrie serait attribuable à une interaction récente. En effet, les temps de mélange à l'intérieur d'une galaxie sont de l'ordre de deux fois la période de rotation de la galaxie [Roy & Kunth 1995], ce qui impliquerait que l'interaction aurait eu lieu il y a moins de quelques centaines de millions d'années. Cette observation explique peut-être aussi la présence d'une anomalie cinématique observée près du centre de NGC 1068 [Garcia-Lorenzo *et alii* 1997].

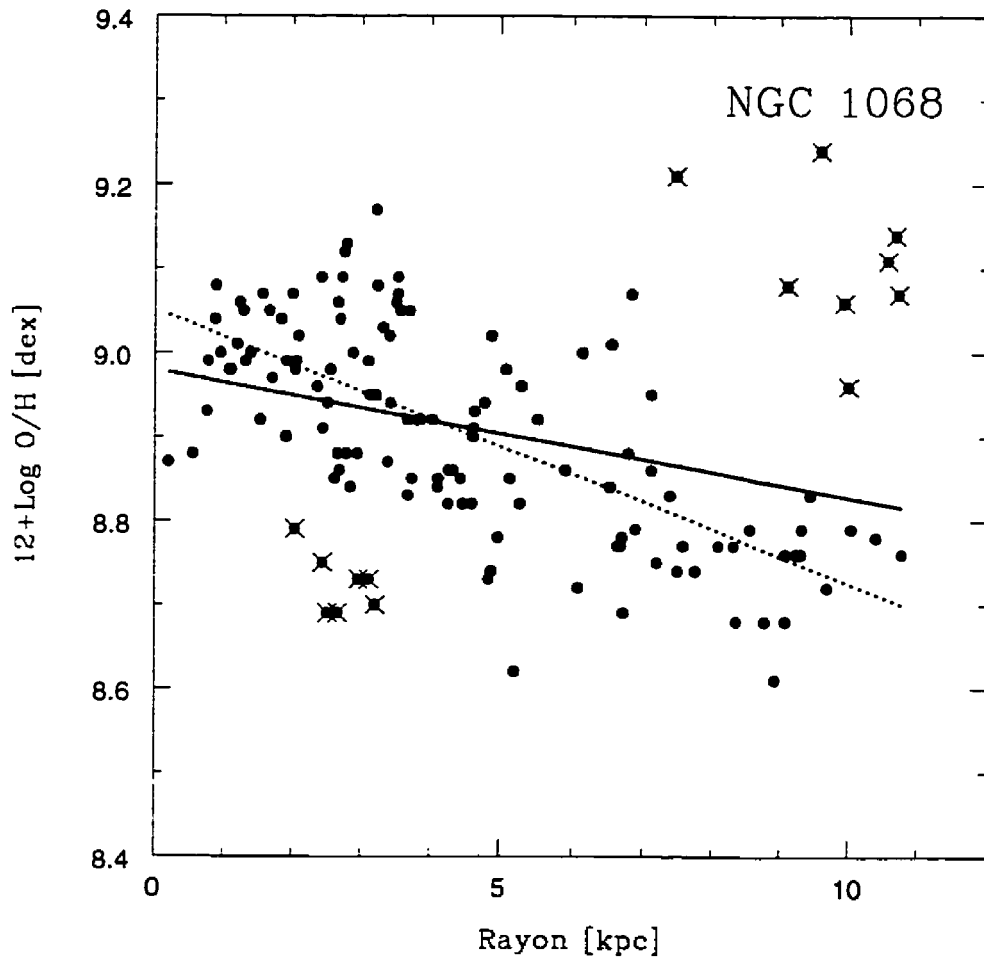


Figure 5.2: Gradient d'abondance dans NGC 1068. Le trait plein correspond à un ajustement sur l'ensemble des points. Le trait pointillé correspond à l'ajustement obtenu lorsque l'on enlève les points marqués d'un \times .

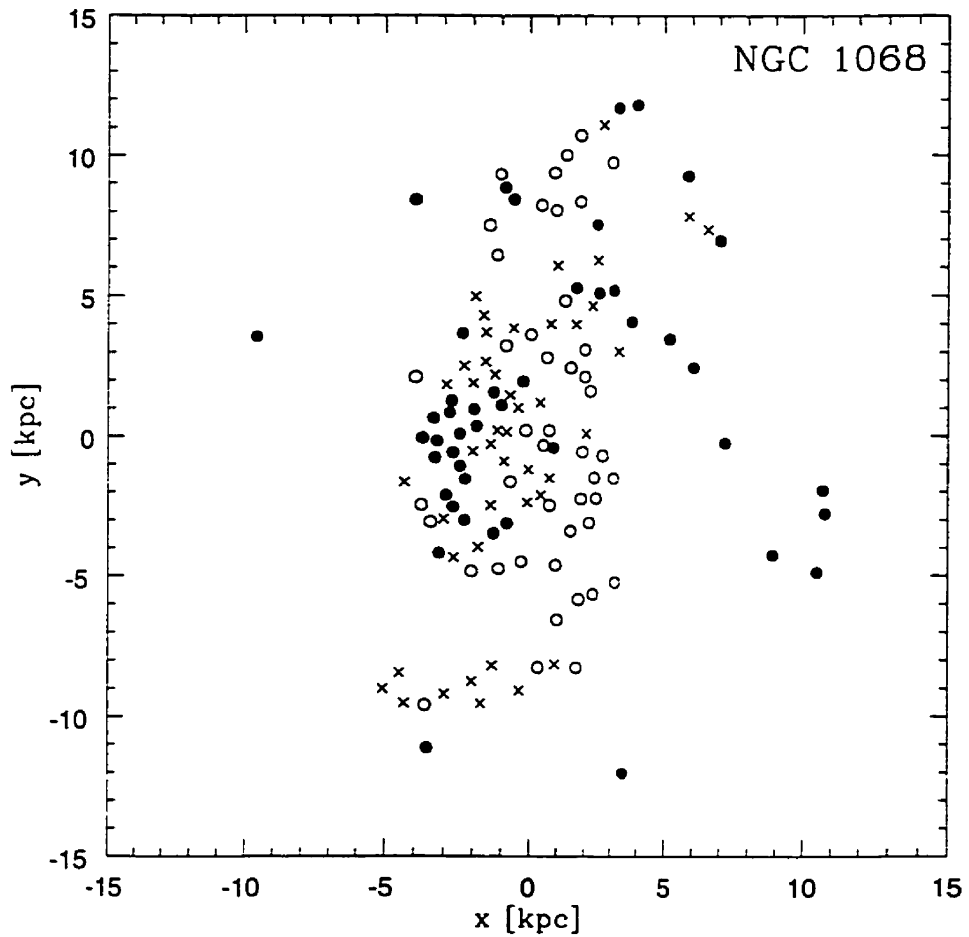


Figure 5.3: Variations locales d'abondance dans NGC 1068: les cercles pleins représentent un excès d'abondance de l'oxygène local, les points ouverts un déficit et les croix des régions dans la moyenne

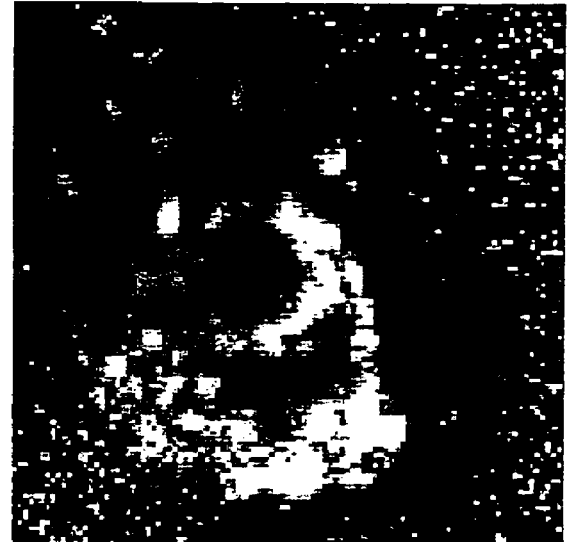
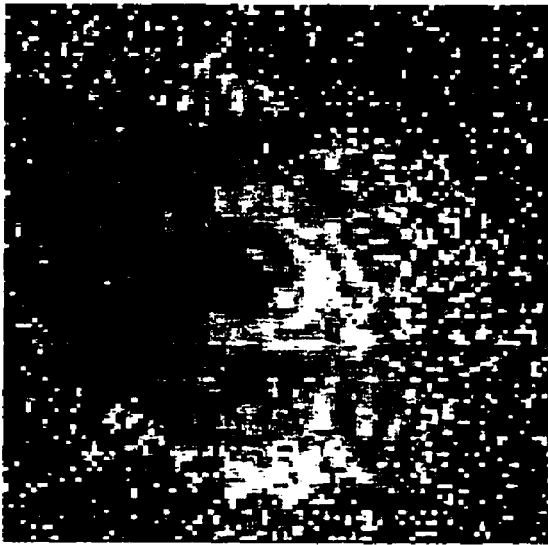
 $r-v$  $[O\ III]/[N\ II]$  $H\alpha/H\beta$  $[O\ III]/H\beta$

Figure 5.4: NGC 1068: Carte de rapport de raies. Les teintes claires indiquent des rapports élevés. Le champ est de $2'$.

NGC 2841

Il n'a pas été possible de déduire les abondances pour la galaxie NGC 2841, le rapport signal sur bruit des rapport de raies étant trop faible ($S/B < 5$). Toutefois, nous avons pu dériver des limites inférieures pour les abondances. On peut donc affirmer que l'abondance de l'oxygène dans le disque de NGC 2841 *ne descend pas* sous $12+\log O/H = 9,0$. Si l'on suppose l'existence d'un gradient d'abondance typique pour une spirale de type tardif ($\sim 0,08$), cela impliquerait des abondances centrales de l'ordre de $12+\log O/H = 9,5$! Par conséquent, NGC 2841 sera une galaxie privilégiée à observer dans les raies nébulaires de l'infrarouge moyen à l'aide des grands télescopes de la classe des 8 mètres.

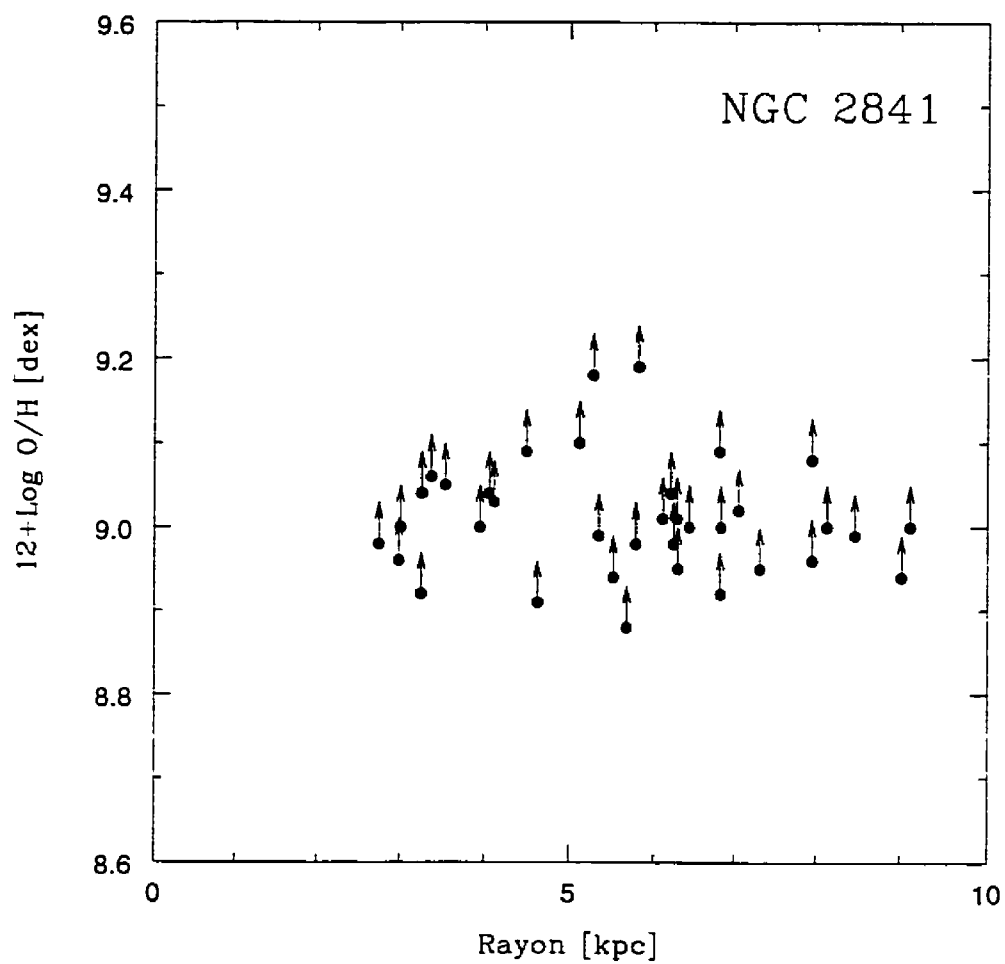


Figure 5.5: Gradient d'abondance dans NGC 2841

NGC 2460

Cette galaxie est la plus précoce de toutes celles que nous avons analysées dans le cadre de cette thèse. En raison des conditions défavorables lors des observations et de la faible sensibilité du détecteur utilisé, il n'a été possible d'obtenir les abondances que pour 21 régions H II. Nous avons mesuré une pente de $-0,018$ dex/kpc et une valeur d'abondance centrale projetée de $12 + \log O/H = 9,01$. Ce gradient est similaire à celui de NGC 1068 et se situe entre ceux de NGC 7331 et NGC 4258.

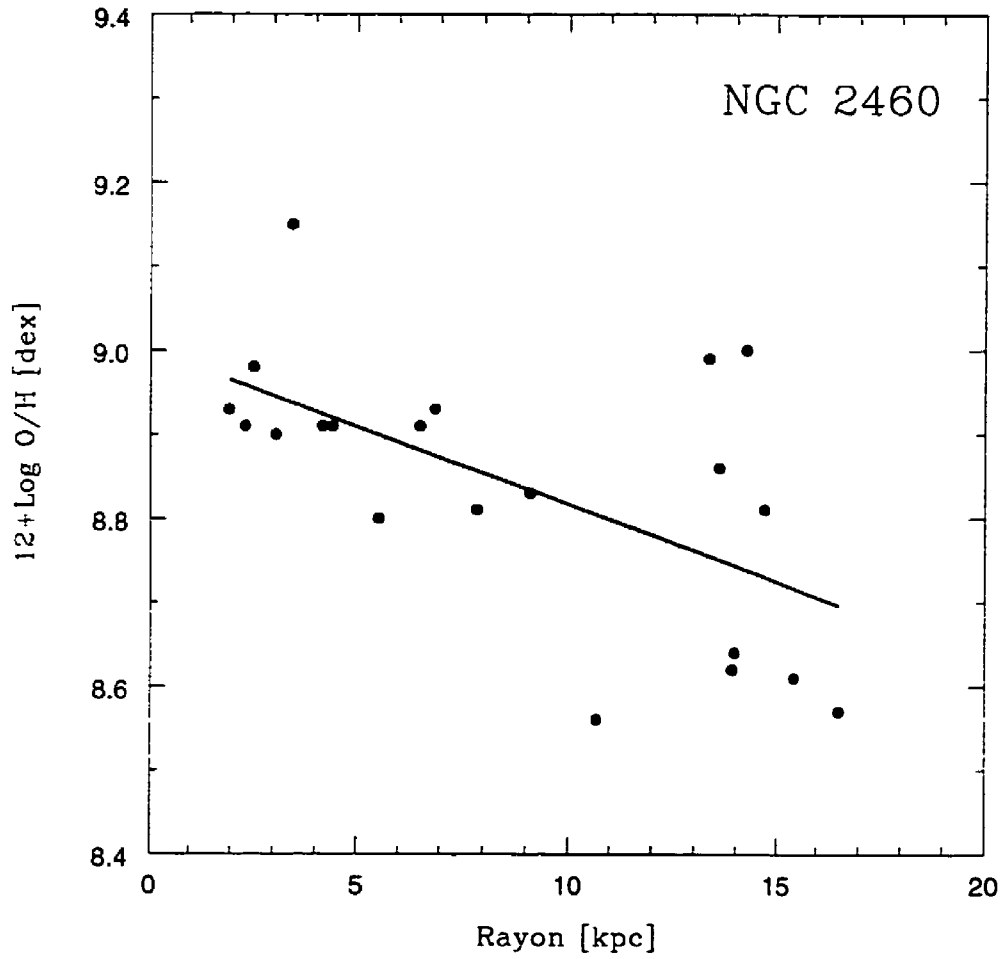


Figure 5.6: Gradient d'abondance dans NGC 2460

NGC 3351

La galaxie NGC 3351 possède un gradient d'abondance de $-0,033$ dex/kpc et une abondance centrale projetée de 9,36. Le gradient est similaire à celui observé pour les galaxies barrées, bien qu'un peu plus fort que ce que laisserait supposer la force de la barre ($\epsilon_b \approx 6$). Il est possible que ce soit dû en partie au fait que le brassage produit par la barre n'ait pas encore eu le temps de se propager à tout le disque.

Il est en effet possible d'ajuster le gradient d'abondance d'une façon satisfaisante avec un bris de pente. Il est difficile de situer l'endroit exact où se situe la coupure. Elle se trouve probablement quelque part entre 6 et 8 kpc. Si l'on étudie le cas d'un bris de pente à 6 kpc, on observe un gradient central quasiment plat (0,002 dex/kpc) avec une pente extérieure forte ($-0,084$ dex/kpc). Cette forme de gradient ressemble au modèle d'évolution des gradients d'abondance dans les parties externes du disque sous l'effet d'une barre tel que proposé par Friedli et Benz (1995). Toutefois, contrairement à ce modèle, les abondances centrales ne montrent pas d'accroissement pas rapport au disque. Il est possible que le transport de gaz neutre alimentant le sursaut de formation d'étoiles près du centre [Alloin & Nieto 1982] arrive à diluer les métaux nouvellement produits avec du gaz à faible métallicité. De toute évidence, cette barre ne peut pas toutefois être très jeune (quelques centaines de millions d'années) car on n'observe pas de formation d'étoiles le long de son axe [Friedli, Benz & Kennicutt 1994]. Il semble que ce type de profil d'abondance soit caractéristique d'une barre d'au moins un milliard d'années [Friedli 1997].

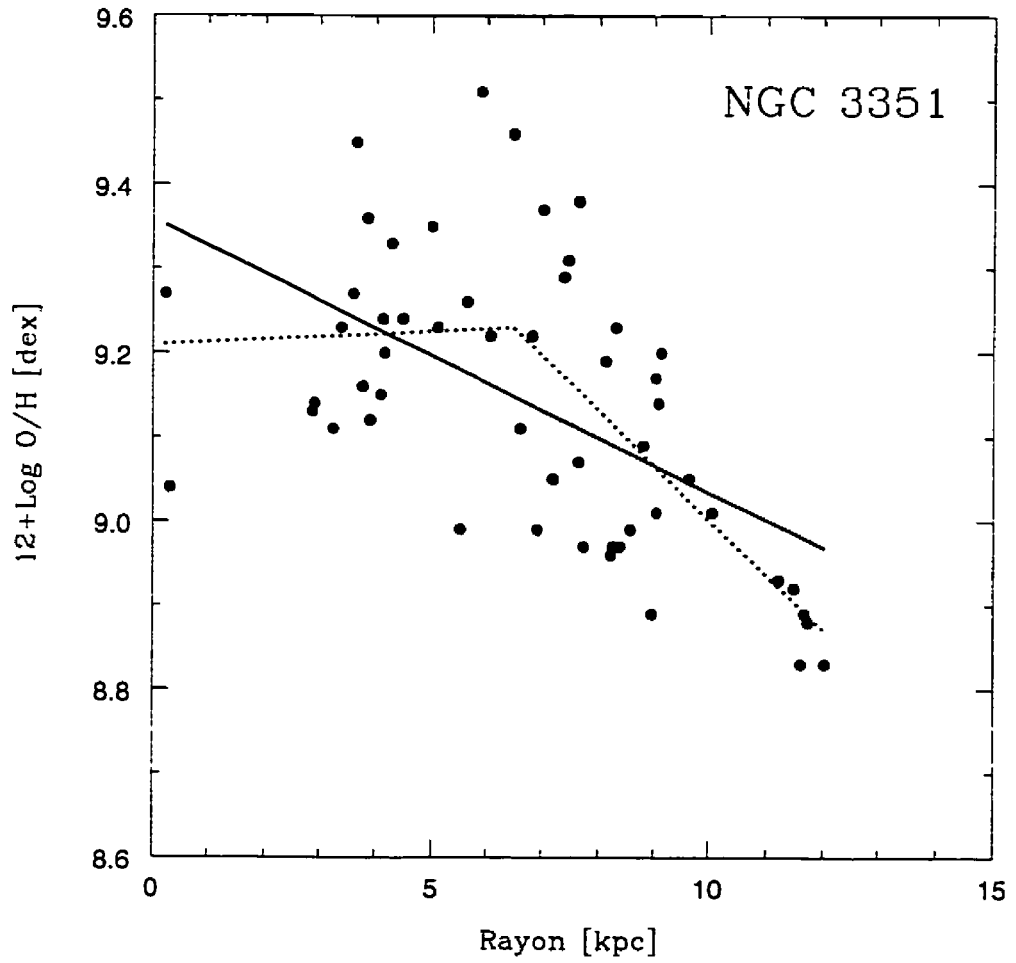


Figure 5.7: Gradient d'abondance dans NGC 3351

NGC 3368

La galaxie NGC 3368 ne présente pas de gradient global d'abondance notable ($-0,008$ dex/kpc) et l'abondance centrale projetée est de $12 + \log O/H = 8,98$. La dispersion en abondance est aussi sous la moyenne ($0,083$ dex). Il est à noter qu'il existe un important nuage HI isolé dans le groupe de Leo, auquel appartient NGC 3368 [Schneider *et alii* 1983]. Il a été proposé que ce nuage soit dû à une interaction subie par NGC 3368, il y a environ 500 millions d'années [Rood & Williams 1985]. Cela aurait soutenu l'hypothèse de l'évolution par barre induite. Cependant, cette échelle de temps apparaît trop courte. En effet, il faut quelques milliards d'années pour former les anneaux externes observés chez NGC 3368 [Buta & Combes 1996]. Cette échelle de temps est compatible avec l'interprétation selon laquelle le nuage HI est de nature primordiale et orbite autour du couple NGC 3368–NGC 3384 en quatre milliards d'années [Schneider *et alii* 1989].

Il est à noter que le gradient n'a été obtenu qu'à partir de 25 régions H II, dont seulement quatre sont situées sur l'anneau externe de formation d'étoiles. Il est donc tout à fait possible qu'un effet systématique vienne artificiellement aplatir le gradient.

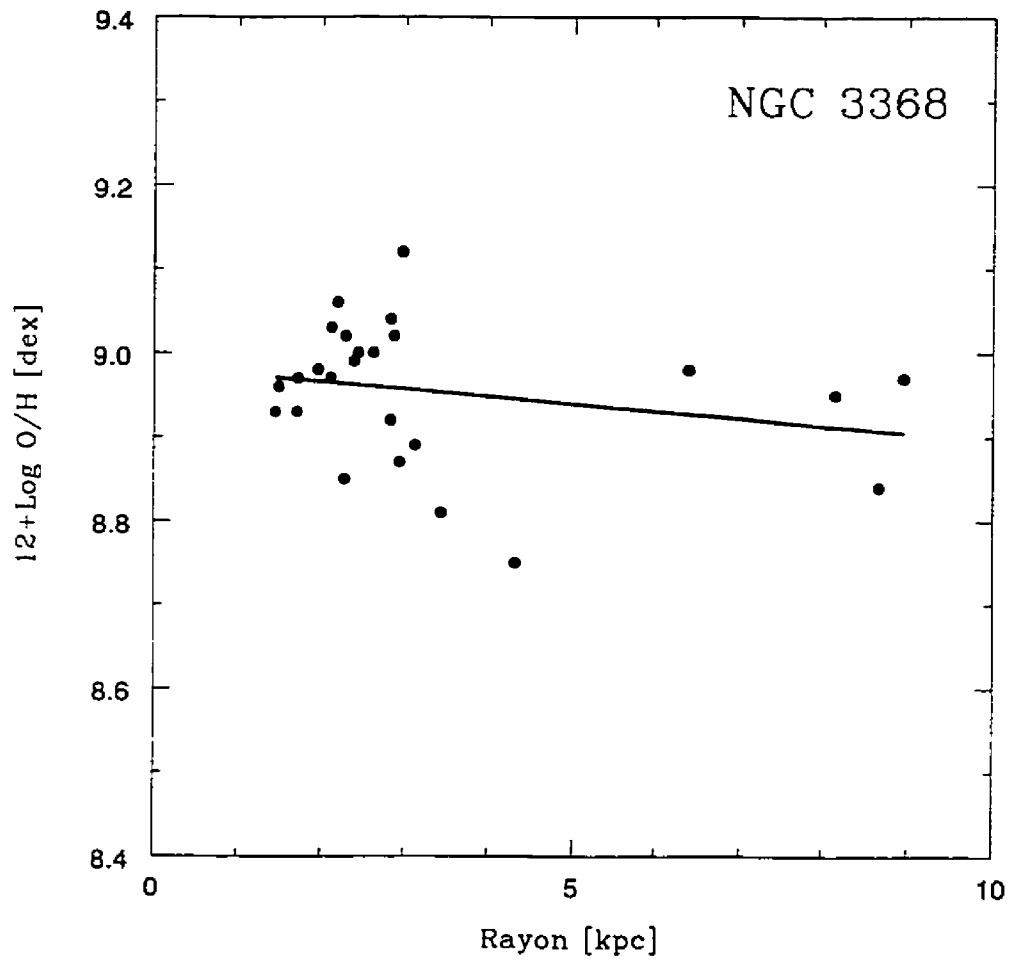


Figure 5.8: Gradient d'abondance dans NGC 3368

NGC 4258

Le gradient global de NGC 4258 est assez faible ($-0,012$ dex/kpc) et l'abondance centrale projetée est de $12 + \log O/H = 8,98$. Il ne semble pas y avoir de différence notable dans la pente du gradient d'abondance des régions H II des bras spiraux internes comparé à celle de la région externe. Cette galaxie possède une forte barre qui pourrait en partie expliquer cet aplatissement du gradient. On remarque la présence de variations locales d'abondance (voir figure 5.10) qui sont peut être la signature d'enrichissements locaux.

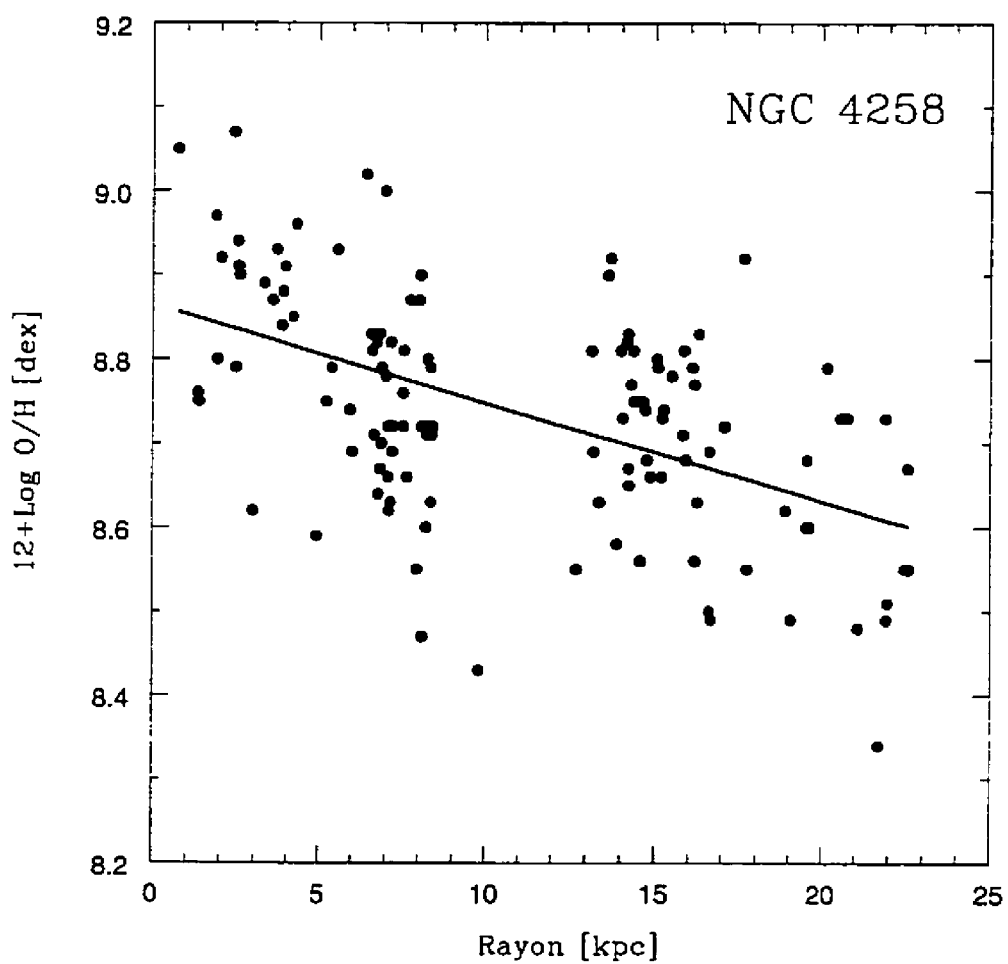


Figure 5.9: Gradient d'abondance dans NGC 4258

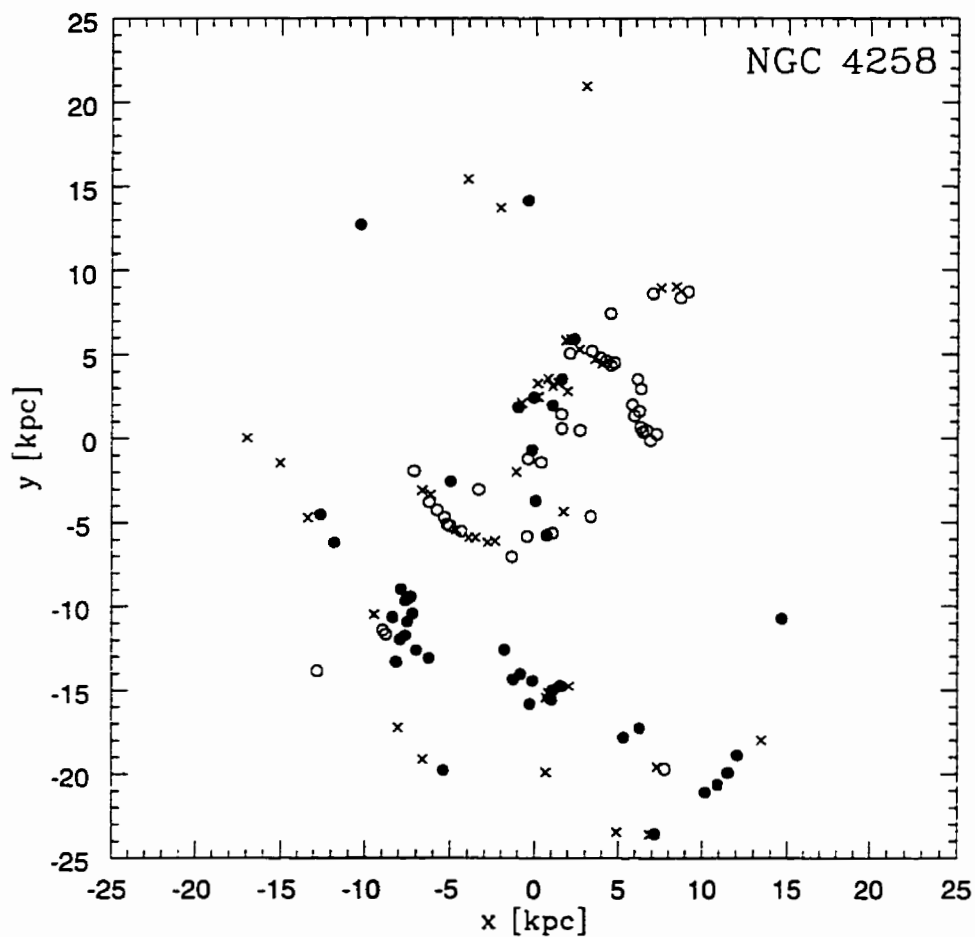


Figure 5.10: Variations locales d'abondance dans NGC 4258: les cercles pleins représentent un excès local, les points ouverts un déficit et les croix des régions dans la moyenne

NGC 4501

Le gradient d'abondance observé dans cette galaxie est très faible (0,004 dex/kpc) et l'abondance centrale de $12 + \log O/H = 9,12$. Ce résultat contraste avec la valeurs de $9,53 \pm 0,2$ obtenue à partir de cinq points par Skillman *et alii* (1996)! Cet exemple représente bien les problèmes associés aux gradients déterminés à partir d'un petit nombre de points. En règle générale, les données ne devraient pas être considérées comme fiables si l'erreur sur l'abondance extrapolée au centre est supérieure à 0,1 dex. Pour un disque de 10 kpc de rayon, cela se traduit par une erreur sur la pente de 0,02 dex/kpc.

Hormis le gradient, la dispersion en abondance est aussi faible (0,076 dex). Cela semble indiquer que les mécanismes de mélange du gaz sont importants. Toutefois, on ne note pas la présence d'une barre forte dans cette galaxie. La présence d'un disque H I légèrement tronqué [Cayatte *et alii* 1990] laisse croire que cette galaxie a subi une certaine influence de la part de l'amas de la Vierge. Il est possible que cette influence ait favorisé le mélange du gaz à travers le disque.

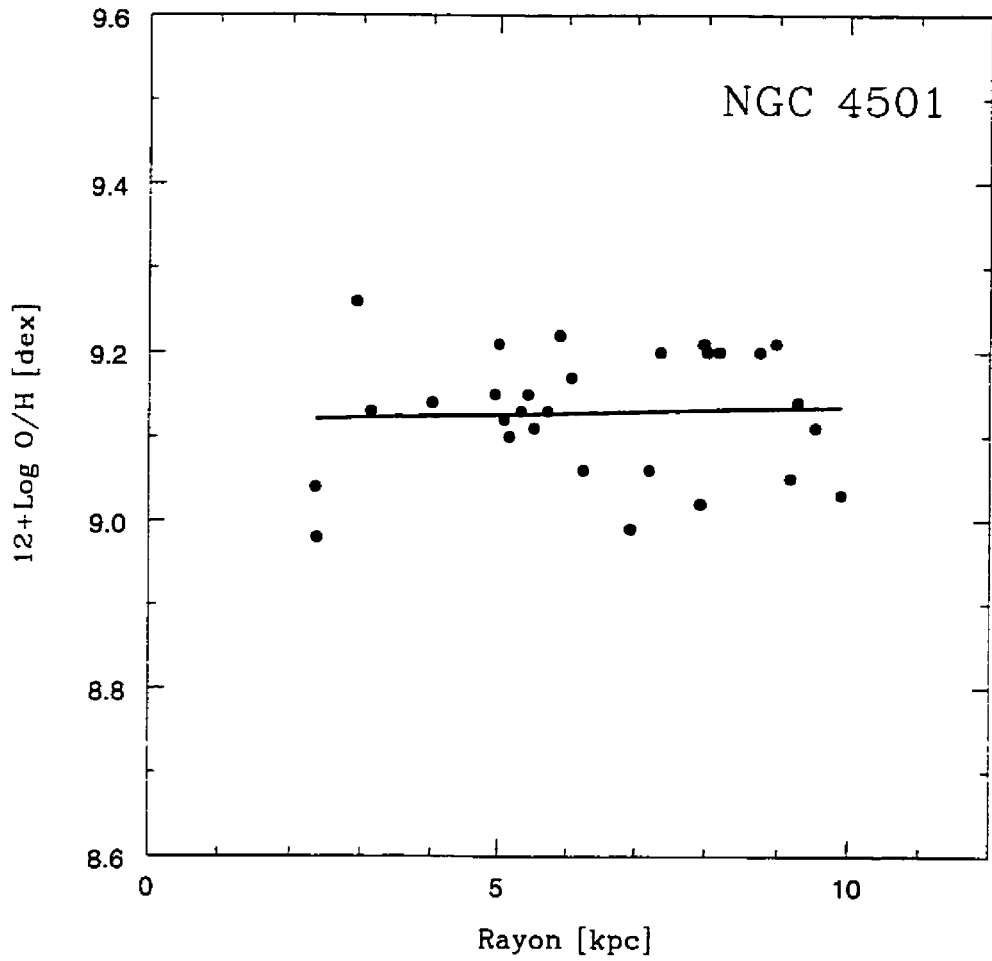


Figure 5.11: Gradient d'abondance dans NGC 4501

NGC 7331

La galaxie NGC 7331 présente un gradient global d'abondance assez faible ($-0,022$ dex/kpc) et une abondance centrale de $12+\log O/H = 9,12$. Chez les galaxies de type tardif, un gradient de cette importance est typique des galaxies ayant une barre forte. Toutefois, NGC 7331 ne présente pas une telle barre. On note toutefois la présence d'un bulbe en contrerotation [Prada *et alii* 1996] qui est probablement le résultat d'une interaction subie dans le passé. Cette interaction, qui aurait alors entraîné la formation d'une barre maintenant disparue, explique peut être la présence d'un gradient aussi plat.

La distribution d'abondance peut aussi être décrite par deux pentes. La région centrale (~ 7 kpc) présente une sous-abondance par rapport à l'ajustement avec une droite (voir figure 5.13). Bien que très significatif du point de vue statistique, il est possible que ce phénomène soit dû au problème de soustraction du continu décrit au chapitre 2 ou encore à un biais statistique tel que décrit au chapitre 4.

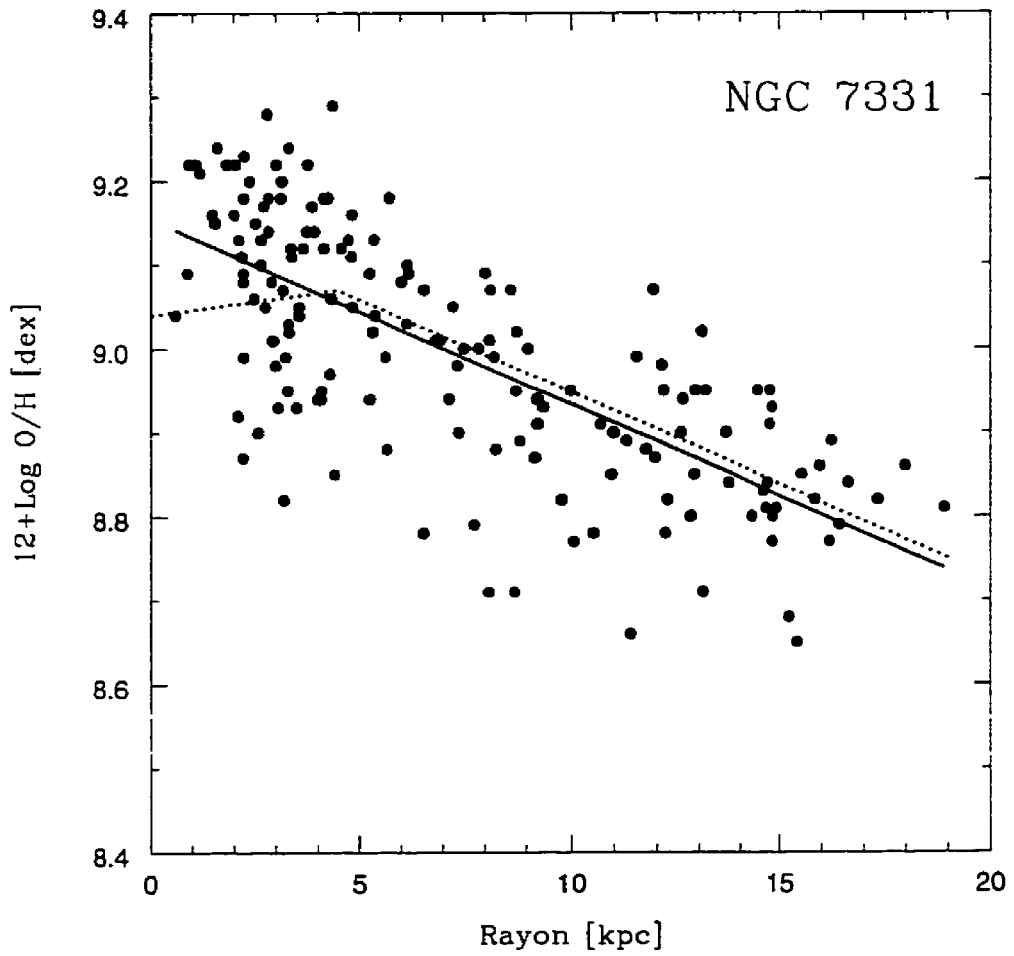


Figure 5.12: Gradient d'abondance dans NGC 7331

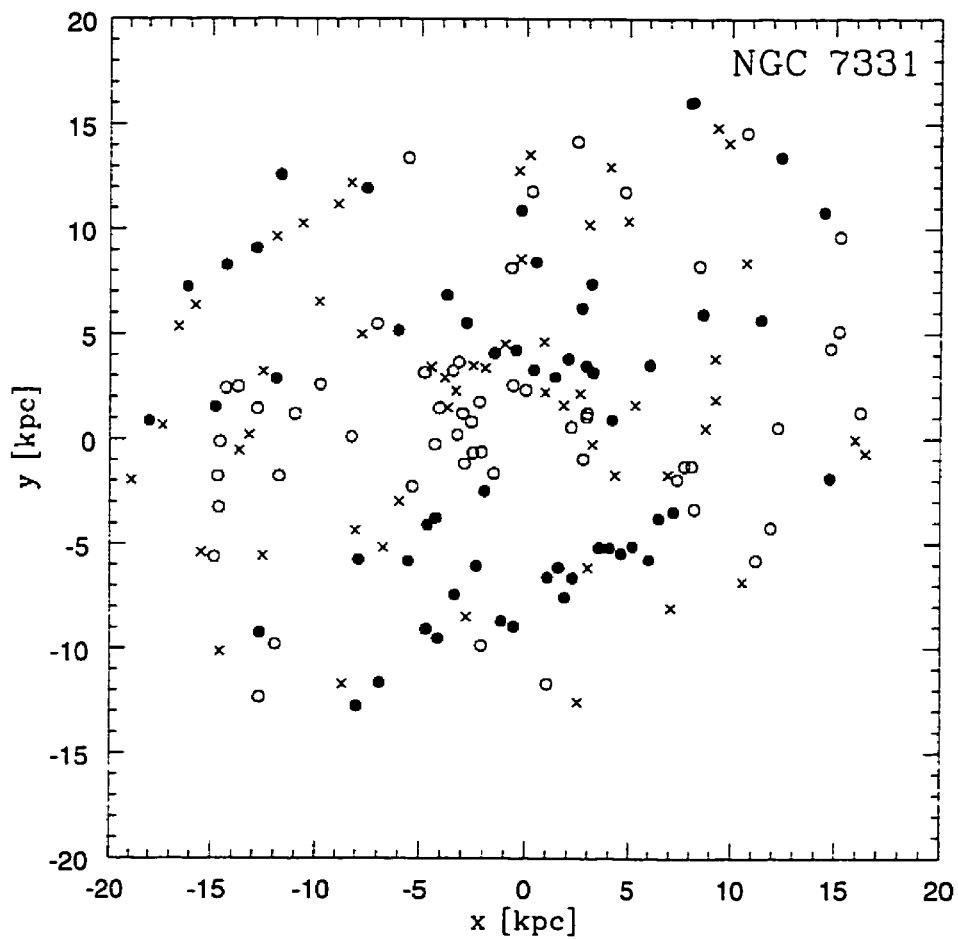


Figure 5.13: Variations locales d'abondance dans NGC 7331: les cercles pleins représentent un excès local, les points ouverts un déficit et les croix des régions dans la moyenne

5.3 Propriétés globales des gradients

Nos observations n'ont de sens qu'intégrées à l'ensemble des observations publiées dans la littérature. Dans le tableau 1.1, nous avons établi une liste contenant 20 galaxies pour lesquelles les profils d'abondance sont très bien connus ($N > 20$ et $S/B > 5$). Les sept galaxies de notre échantillon s'ajoutent à cet ensemble permettant d'étendre l'étude des gradients d'abondance vers les galaxies de type précoce (Sa-Sbc). Cet ensemble d'observations permet d'étudier en détail les facteurs influençant l'évolution des galaxies.

À la figure 5.14, nous présentons les gradients d'abondance des galaxies de notre échantillon. On notera la grande similarité entre la pente du gradient et la taille du disque des galaxies NGC 2460, NGC 4258 et NGC 7331. La galaxie NGC 1068 présente une pente similaire à ces trois galaxies, bien que son disque soit plus petit. Bien que le niveau d'abondance dans NGC 3368 soit du même ordre, la pente du gradient est nettement plus faible que celle des quatre galaxies précédentes.

On présente sur le graphique le gradient *global* de NGC 3351. Ce profil présente une abondance centrale projetée qui est nettement plus élevée que les autres galaxies de l'échantillon (9,35). Toutefois, l'abondance centrale réelle est plus faible à 9,2. La galaxie NGC 4501 se distingue du groupe par un disque réduit et une abondance élevée.

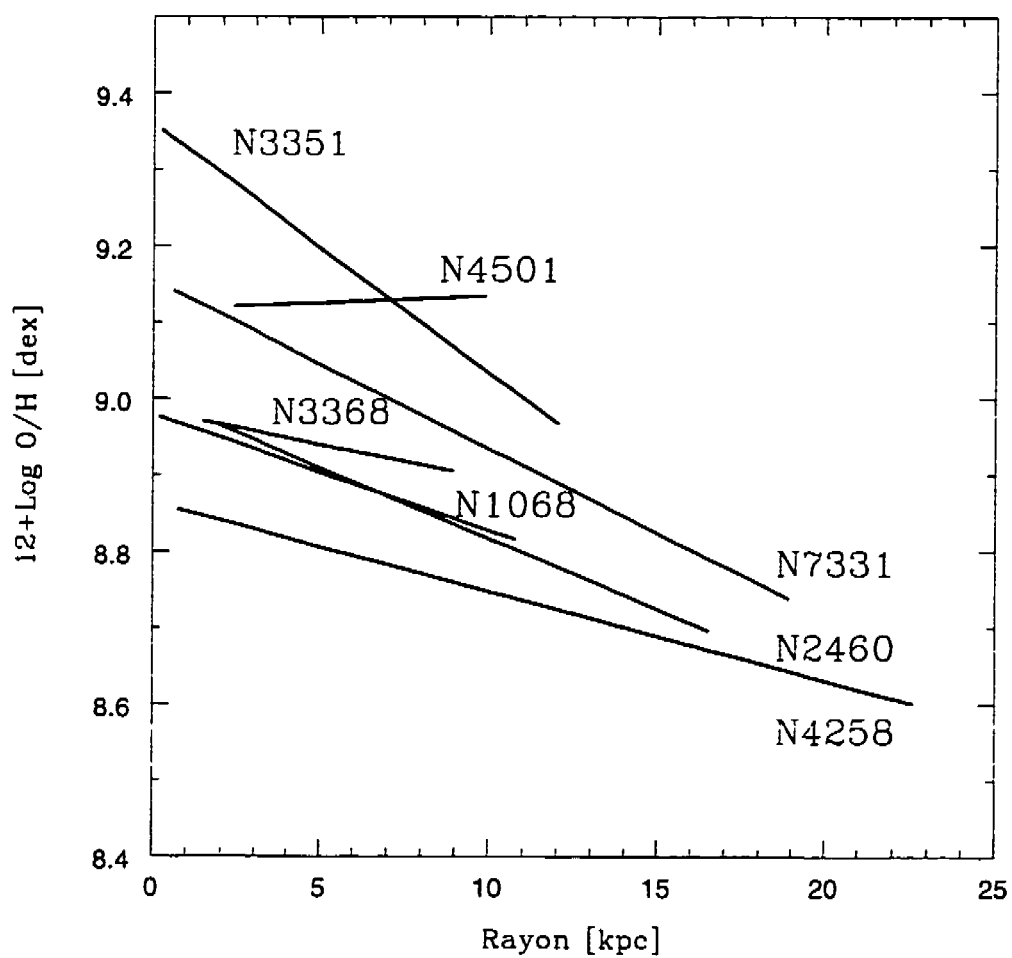


Figure 5.14: Gradients d'abondance des galaxies de notre échantillon

5.3.1 Gradient en fonction du type morphologique

Pagel a proposé le premier en 1991 que les galaxies de type précoce (Sa–Sb) présentaient un gradient plus faible que les galaxies de type tardif (Sc–Sd). Cette hypothèse a par la suite été confirmée par Oey & Kennicutt (1993) et Zaritsky *et alii* (1994). Toutefois cette dernière étude montre que la relation disparaît si le gradient est normalisé au rayon isophotal. Nous confirmons l'existence d'une corrélation entre la pente du gradient et le type morphologique. Toutefois, dans notre cas, nous observons cette corrélation même si le gradient est normalisé au rayon isophotal ou au rayon effectif incluant 50% de la lumière de la galaxie, $R_{1/2}$, (voir figures 5.15 à 5.17). Les trois diagrammes se ressemblent fortement, la seule différence notable se retrouvant au niveau du type morphologique Sd. Nous verrons plus loin que cela est probablement dû à un effet évolutif lié à la classe de luminosité des galaxies observées.

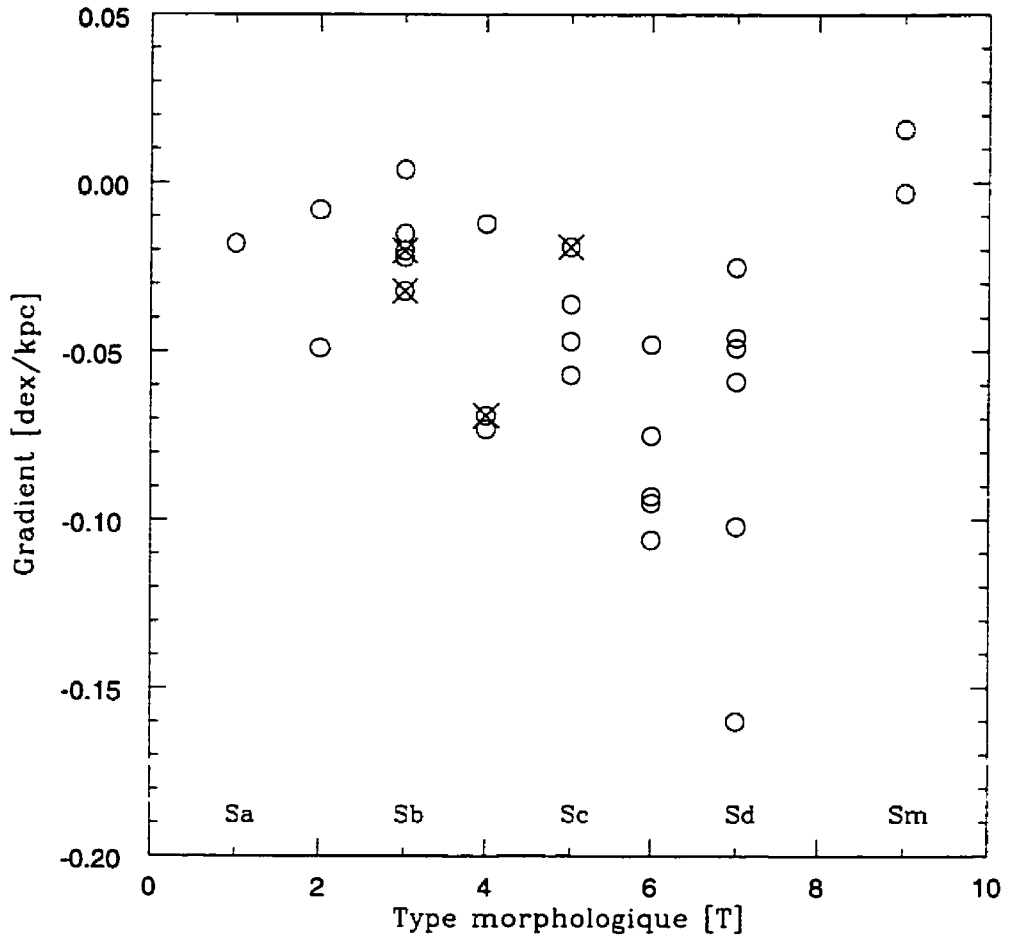


Figure 5.15: Gradient [dex/kpc] en fonction du type morphologique. Les \times indiquent que les galaxies sont en transformation (barre plus jeune que 1 Ga).

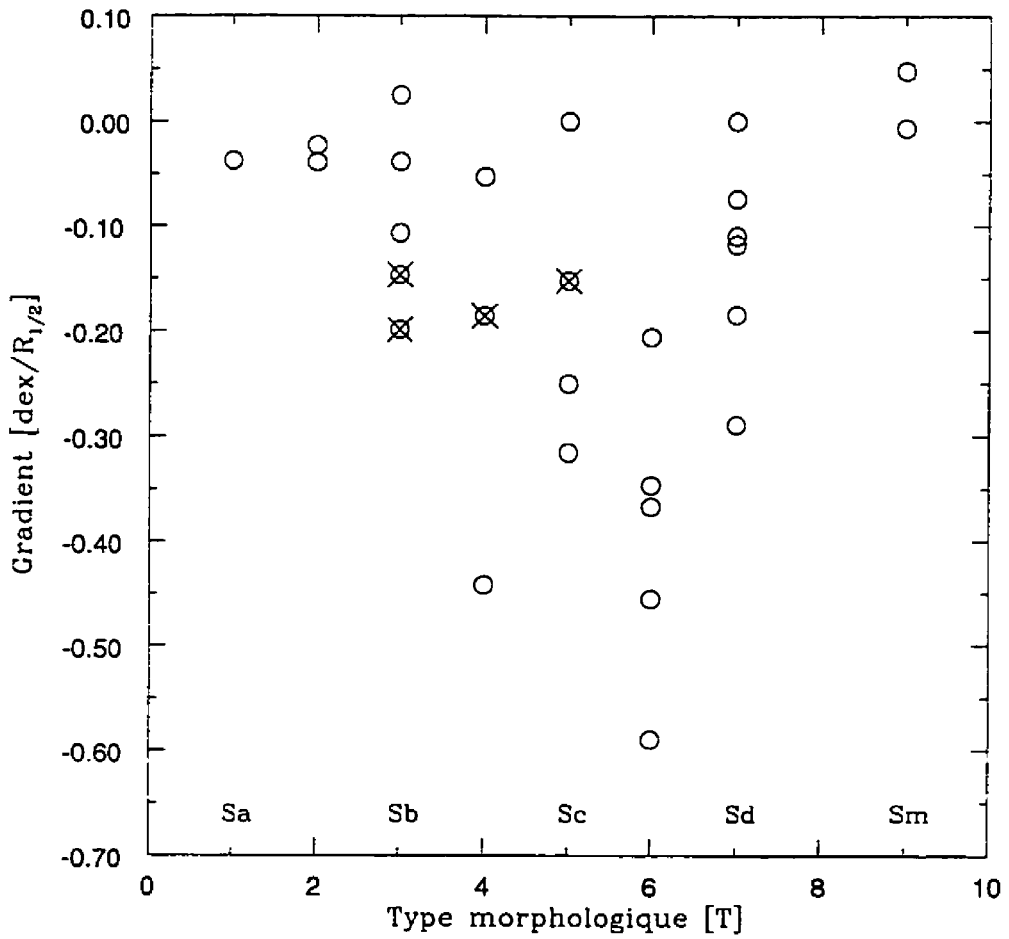


Figure 5.16: Gradient $[\text{dex}/R_{1/2}]$ en fonction du type morphologique. Les \times indiquent que les galaxies sont en transformation (barre plus jeune que 1 Ga).

5.3.2 Effet des barres sur le gradient d'abondance

Il est apparu très vite que les galaxies barrées présentent des gradients plus plats que les galaxies de type tardif [Pagel 1991]. Ce résultat a été confirmé par de nombreuses études [Edmunds & Roy 1993; Martin & Roy 1994; Zaritsky *et alii* 1994]. De plus, il a été montré que plus la barre est forte (en terme de ϵ_b), plus le gradient d'abondance est plat [Martin & Roy 1994]. Ce phénomène est interprété comme étant le produit d'échanges de gaz radiaux induits par la barre. Il est alors tentant d'expliquer les gradients plats observés chez les galaxies de type précoce par un passage par une morphologie barrée induisant une évolution morphologique [Friedli, Benz & Kennicutt 1994; Friedli & Benz 1995]. Le faible gradient observé chez les galaxies de type précoce sans barre serait alors un fossile marquant la présence dans un passé récent (quelques milliards d'années) d'une barre aujourd'hui disparue. En effet, le gradient d'abondance évolue très peu après que la barre ait atteint son plein développement [Friedli 1997].

Pour les galaxies de type tardif (Sbc-Sm), nous trouvons un changement de 0.0128 ± 0.003 dex/kpc pour chaque unité de ϵ_b . Ce résultat est compatible avec ce qui a été observé par Martin et Roy (1994) [0.014 dex/kpc ϵ_b^{-1}]. Toutefois, cette relation disparaît pratiquement lorsqu'on normalise le gradient en fonction de R_{25} et $R_{\frac{1}{2}}$ (voir figures 5.18 à 5.20). Cependant, ce comportement ne se retrouve pas chez les galaxies de type précoce. En effet, on n'observe aucune corrélation entre la force de la barre et le gradient chez les galaxies de type précoce. Dans tous les cas, le gradient est faible (plus faible que $-0,05$ dex/kpc). Toutefois, il est à noter qu'il est difficile d'estimer la force de la barre dans une galaxie de type précoce en raison du bulbe important.

De plus, chez les galaxies de type tardif, on observe une grande dispersion dans la pente du gradient lorsque la barre est faible. Cela est peut-être dû à une erreur associée à la mesure de l'ellipticité de barre faible. Il est aussi possible que

lorsque la barre est faible d'autres mécanismes affectant les gradients deviennent prépondérants. Une variation systématique de l'échelle de longueur caractéristique du disque est peut-être un facteur important. Nous verrons plus loin qu'il semble exister une relation entre le gradient et le type morphologique pour les galaxies de type tardif qui sont faiblement barrées.

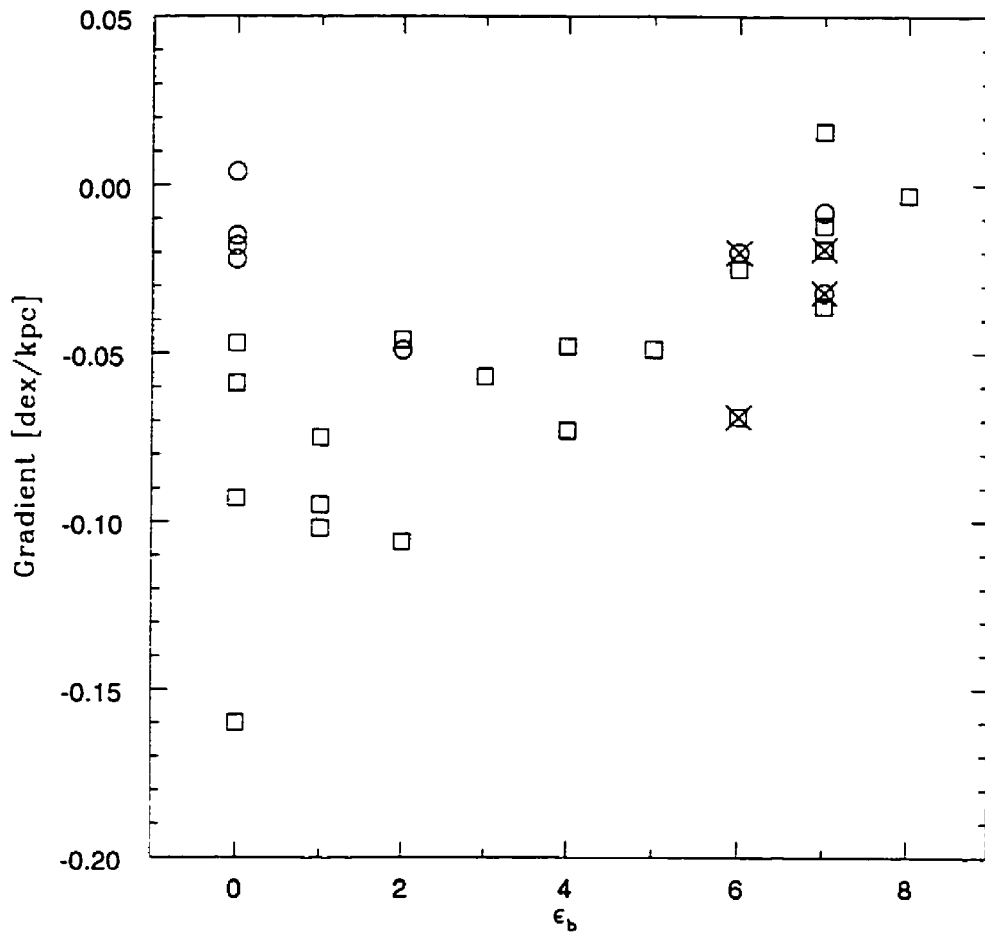


Figure 5.18: Gradient [dex/kpc] en fonction de ϵ_b pour différents types morphologiques. Les carrés représentent des galaxies de type tardif et les cercles des galaxies de type précoce. Les \times indiquent que les galaxies sont en transformation (barre plus jeune que 1 Ga).

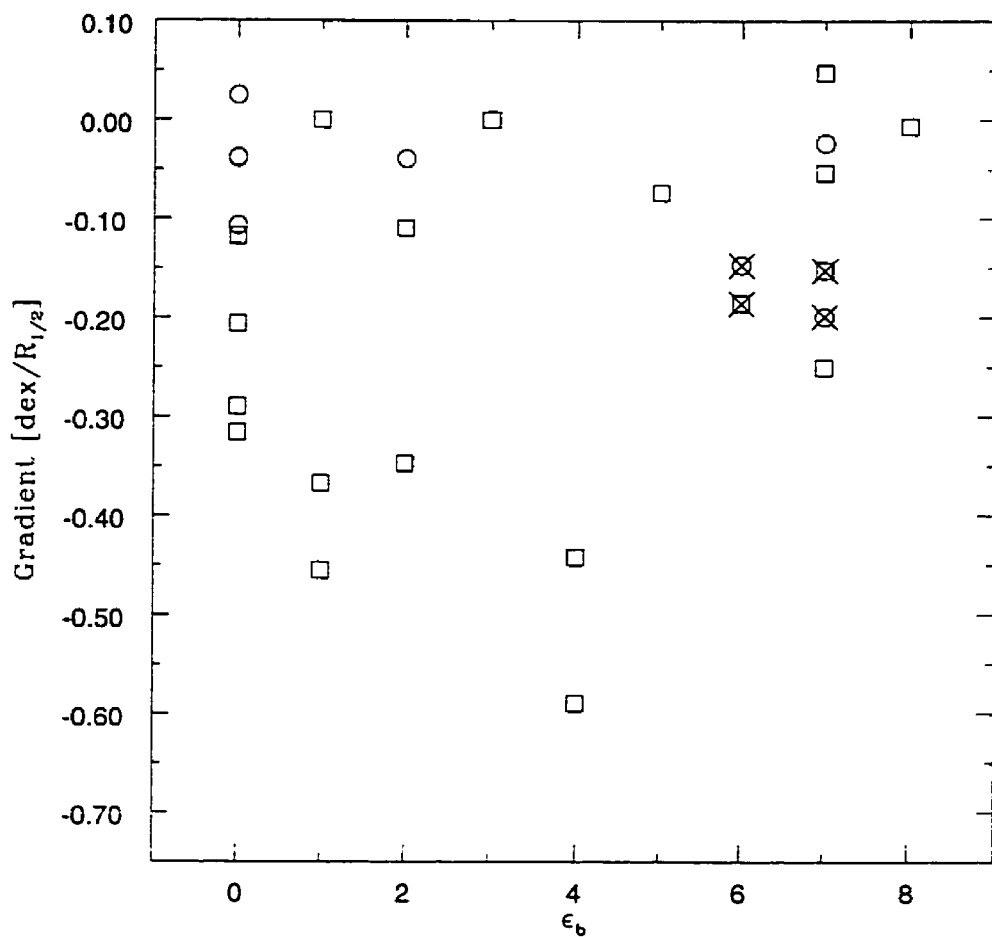


Figure 5.19: Gradient [dex/R_{1/2}] en fonction de ϵ_b pour différents types morphologiques. Les carrés représentent des galaxies de type tardif et les cercles des galaxies de type précoce. Les \times indiquent que les galaxies sont en transformation (barre plus jeune que 1 Ga).

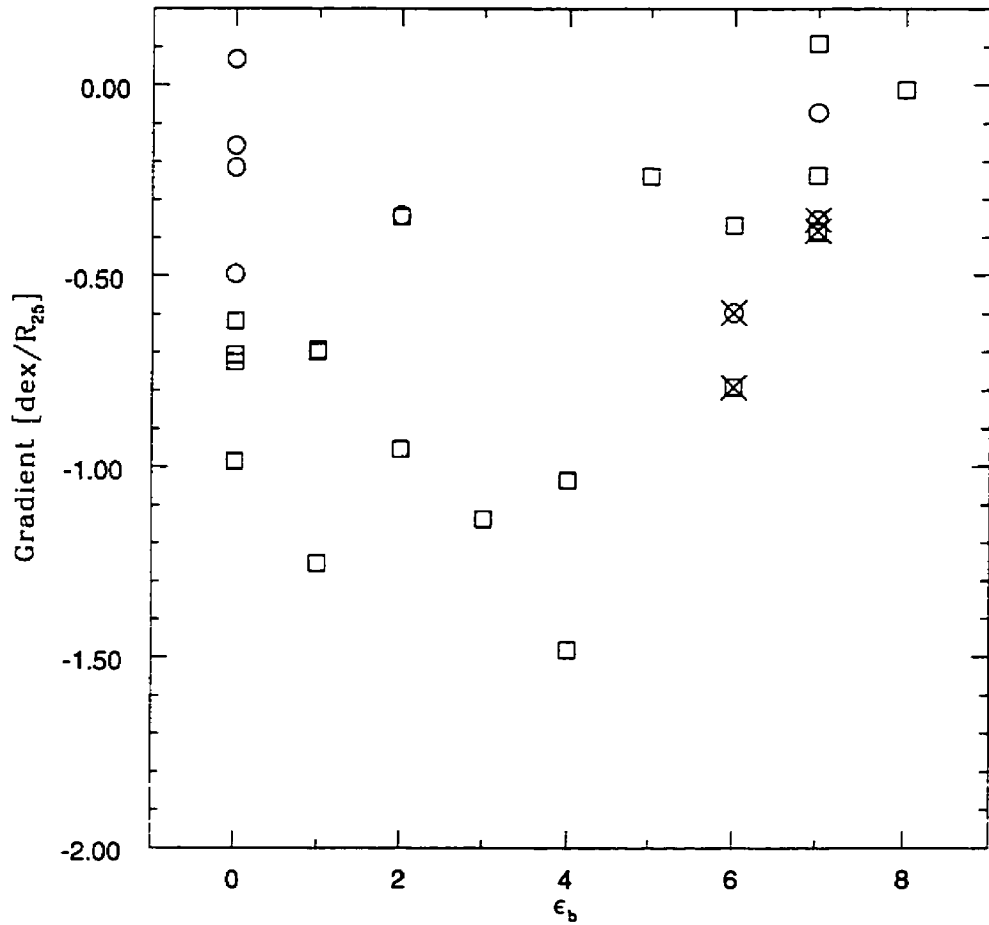


Figure 5.20: Gradient [dex/R₂₅] en fonction de ϵ_b pour différents types morphologiques. Les carrés représentent des galaxies de type tardif et les cercles des galaxies de type précoce. Les \times indiquent que les galaxies sont en transformation (barre plus jeune que 1 Ga).

5.3.3 Gradients et échelles de longueur

Quelle échelle de longueur doit-on privilégier lorsque l'on présente les résultats des gradients d'abondance? En fonction des auteurs, on préfère tantôt les dex/kpc, tantôt le gradient normalisé au rayon isophotal à 25 mag/'², ou encore le rayon de l'ouverture contenant 50% de la lumière de la galaxie. Les différentes façons de faire ont leurs avantages et leurs inconvénients. Le gradient en unité physique demande de connaître la distance avec une précision qui n'est pas toujours acquise. De plus, il est possible que le gradient exprimé en dex/kpc dépende de la taille de la galaxie. C'est pour ces raisons que beaucoup d'auteurs préfèrent normaliser les gradients en fonction des rayons photométriques.

Dans la pratique, les méthodes donnent des résultats à peu près similaires. Les rayons $R_{1/2}$ et R_{25} sont très fortement corrélés et sont à peu près équivalents dans leur utilisation. C'est lorsqu'on compare les gradients en kiloparsecs et les gradients en fonction de $R_{1/2}$ et R_{25} que les différences apparaissent. Ces gradients sont eux aussi bien corrélés (voir figures 5.21 et 5.22). Seules deux galaxies s'éloignent significativement de la tendance générale: NGC 5457 et NGC 7793. Dans le cas de la galaxie NGC 5457, la distance est connue avec précision en utilisant les céphéides [Kelson *et alii* 1996]. Ce n'est toutefois pas le cas de NGC 7793. Ces deux galaxies étant de type Scd et Sc, il est possible que cette déviation apparente soit la conséquence d'une dispersion intrinsèque chez les galaxies de ce type.

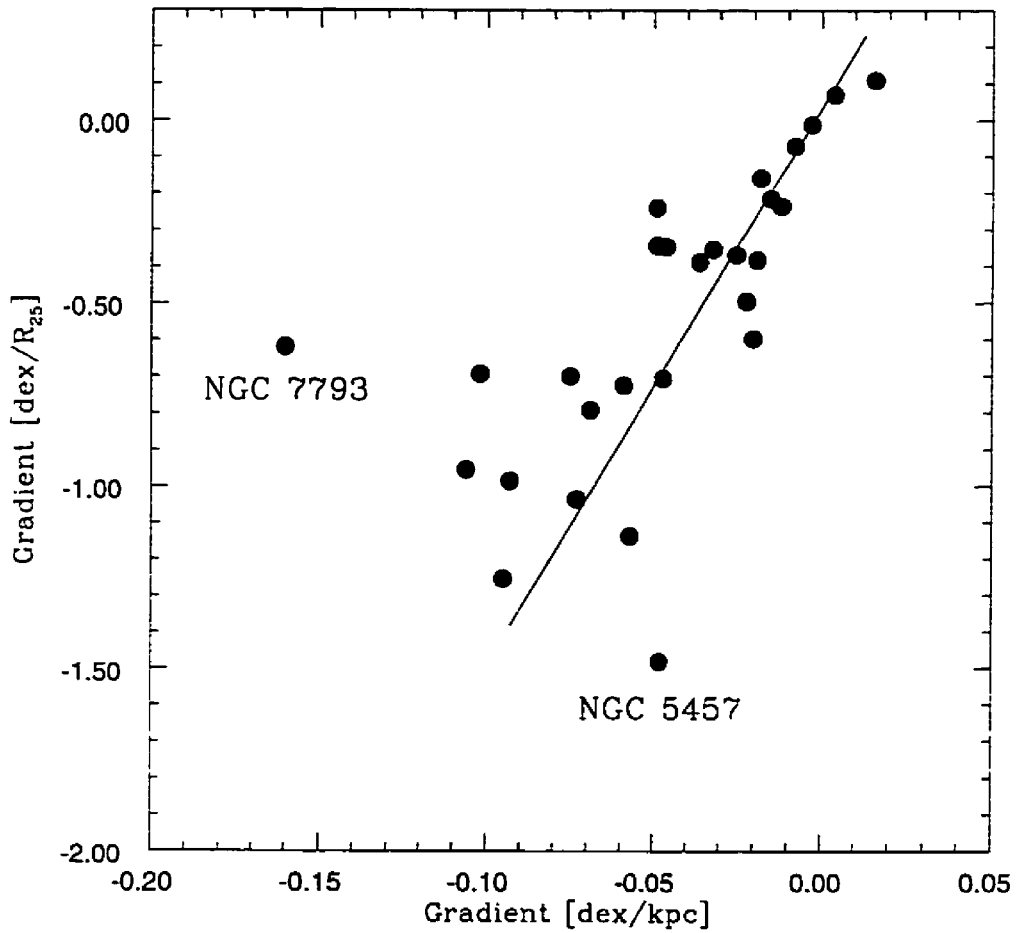


Figure 5.21: Gradient normalisé à R_{25} comparé au gradient physique. Les deux gradients sont fortement corrélés jusqu'à environ $-0,1$ dex/kpc.

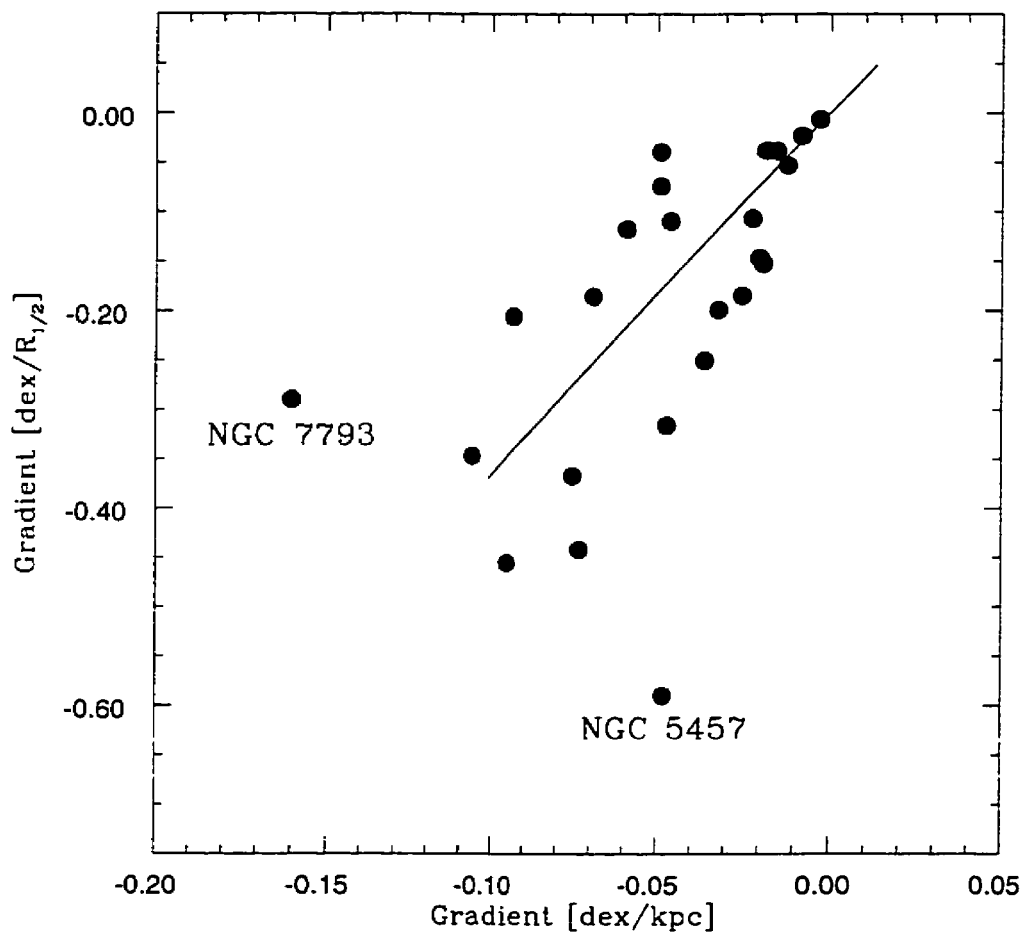


Figure 5.22: Gradient normalisé à $R_{1/2}$ comparé au gradient physique. Les deux gradients sont fortement corrélés jusqu'à environ $-0,1$ dex/kpc.

5.3.4 Abondance centrale en fonction du type morphologique

Parallèlement au choix d'une échelle de longueur pour la détermination du gradient, se présente le problème du choix d'une mesure de l'abondance caractéristique de la galaxie. Hormis l'abondance extrapolée au centre, certains auteurs utilisent l'abondance à 3 kpc, à $0,4 R_{25}$, ou encore à 0,8 échelle de longueur du disque exponentiel. Chacun de ces indicateurs possède des biais différents qui peuvent compliquer l'interprétation des résultats [Zaritsky *et alii* 1994].

Dans le cadre de cette étude, nous avons choisi d'utiliser l'abondance projetée au centre comme indicateur global d'abondance des galaxies. Cet "indicateur" présente la particularité d'être très sensible aux changements de gradients d'abondance produits par les barres. Comme nous le verrons plus loin, cette propriété qui est en général perçue comme un inconvénient se montre très intéressante dans notre cas. Cet indicateur possède aussi la particularité d'être relativement robuste face aux incertitudes liées à la fonction de conversion entre les rapports de raie et l'abondance (lire la discussion de la section 5.1). En effet, en règle générale, seuls les points centraux d'une galaxie seront douteux ($12 + \log O/H > 9,1$). Or, cet indicateur s'appuie sur l'ensemble des points mesurés réduisant donc l'importance du problème. Toutefois, cet indicateur exige de mesurer plusieurs régions H II bien réparties en fonction du rayon si l'on veut dériver une valeur un tant soit peu précise. Typiquement, il faut trois ou quatre fois plus de points pour déterminer l'abondance extrapolée au centre que l'abondance à un rayon intermédiaire (voir section 3.4). D'autre part, il est parfois difficile de relier cette valeur aux modèles. En effet, s'il y a des changements d'abondance près du centre galactique, cet indicateur y sera plutôt insensible.

De nombreux auteurs ont noté que l'abondance (centrale ou à un rayon donné) augmentait avec le type morphologique [Vila-Costas & Edmunds 1992; Zaritsky *et alii* 1994]. Les galaxies de type précoce présentent une abondance plus élevée que les

galaxies de type tardif, que ce soit au centre ou à un rayon donné. Nous donnons pour notre échantillon l'abondance centrale projetée et fonction du type morphologique à la figure 5.23.

Nous remarquons tout d'abord pour les types plus tardifs que Sbc que les galaxies fortement barrées ($\epsilon_b > 4$) se distinguent nettement des galaxies faiblement barrées. La seule exception à cette règle est NGC 2903 qui présente une barre très forte et qui se retrouve avec les galaxies non-barrées. La présence d'un sursaut de formation d'étoiles en son centre laisse supposer que l'on a affaire à une barre jeune qui n'a pas encore eu le temps d'aplatir le gradient et d'abaisser l'abondance centrale [Friedli & Benz 1993; Friedli, Benz & Kennicutt 1994]. Il y existe trois autres galaxies en *transformation* dans notre échantillon¹. La galaxie NGC 3359 présente un bris dans le gradient d'abondance [Martin & Roy 1995]. Un tel bris de pente serait associé avec une barre jeune ($\sim 4 \times 10^8$ années) qui n'a pas encore eu le temps de mélanger le gaz à travers tout le disque [Friedli, Benz & Kennicutt 1994; Friedli & Benz 1995]. La galaxie NGC 1365 se comporte de façon similaire et l'âge de sa barre est estimé à un milliard d'années [Roy & Walsh 1997]. La galaxie NGC 3351 fait elle aussi partie de cette famille. Elle présente toutefois la particularité de présenter un gradient plat dans la région interne du disque, contrairement aux deux galaxies précédentes qui présentent un aplatissement dans les parties externes du disque. Il semble que la barre de NGC 3351 soit plus âgée que les deux précédentes car on n'y retrouve plus de gaz à l'intérieur. Il semble que l'âge minimal de cette barre est de l'ordre de un milliard d'années [Friedli 1997].

Si on ajuste une droite à l'ensemble des galaxies barrées (sauf NGC 2903 et NGC 3351), on obtient une pente de $0,116 \pm 0,017$ dex/T. L'abondance centrale projetée pour $T = 0$ est de $9,33 \pm 0,1$. Si on effectue la même opération sur les galaxies non-barrées, excluant NGC 4736 et incluant NGC 2903, on obtient une pente de

¹La galaxie NGC 3319 est probablement du même type [Zaritsky *et alii* 1994].

$0,123 \pm 0,032$ dex/T. L'abondance centrale projetée pour $T = 0$ est de $9,66 \pm 0,2$. Les deux droites sont essentiellement parallèles, indiquant possiblement un mécanisme d'enrichissement en métaux similaire pour les deux types de galaxies. On remarque aussi que les galaxies de type précoce se situent dans le prolongement des galaxies barrées, qu'elles possèdent une barre ou pas. Cela laisse croire à un lien évolutif entre les galaxies barrées et les galaxies de type précoce, ces dernières pouvant avoir eu, dans le passé, une barre qui est maintenant disparue.

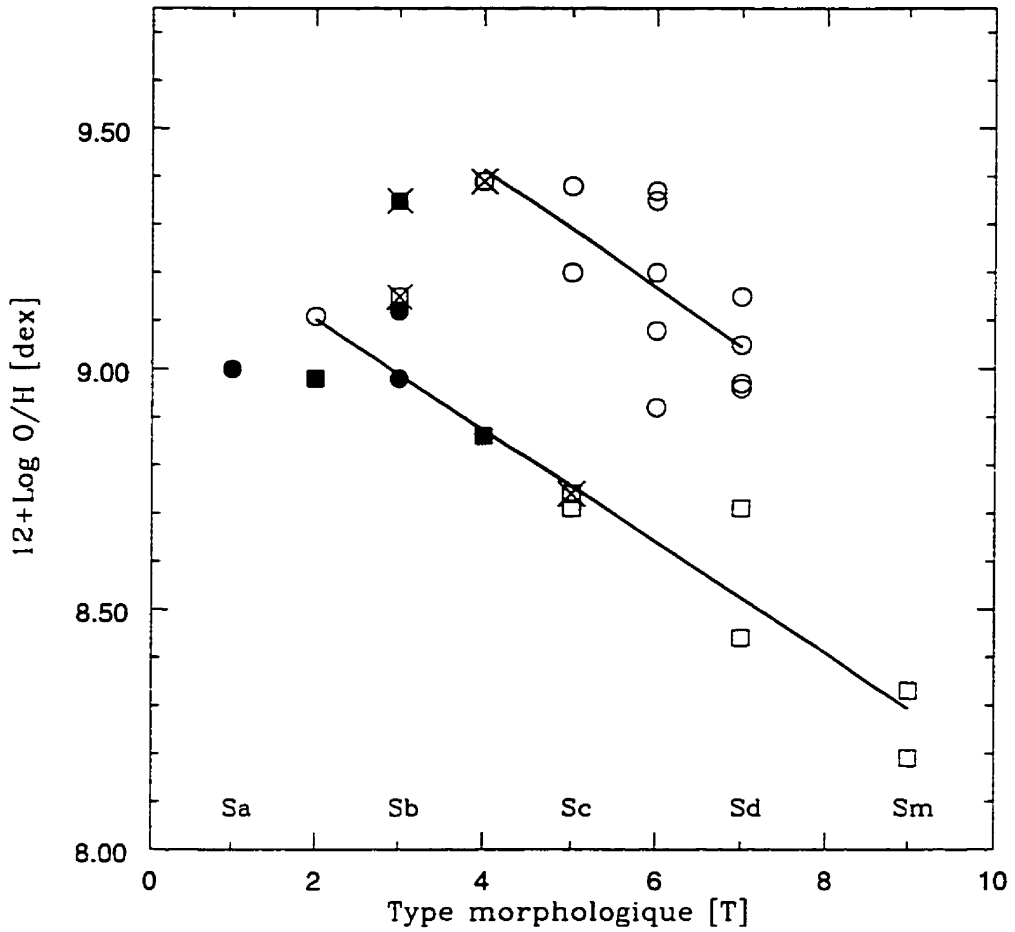


Figure 5.23: Abondance centrale en fonction du type morphologique. Les carrés représentent des galaxies avec des barres fortes ($\epsilon_b > 4$); les cercles des galaxies avec des barres faibles. Les symboles pleins indiquent les données sur les galaxies de type précoces provenant de cette thèse, les symboles vides proviennent d'autres travaux (cf. tableau 1.1). Les x indiquent que les galaxies sont dans une phase de transformation (barre < 1 Ga). La droite supérieure représente l'ajustement sur les galaxies non-barrées, la droite inférieure sur les galaxies barrées.

J'ai tenté de modéliser la croissance du niveau d'abondance centrale avec le type morphologique. Comme hypothèse de départ, je suppose que le modèle en boîte fermée s'applique aux galaxies barrées. En effet, la barre provoque un mélange radial important à travers le disque. Les propriétés centrales sont donc supposées être similaires aux propriétés globales du disque. Par exemple, l'abondance de l'oxygène dans le gaz ne change pas plus d'un facteur deux du centre vers le bord du disque dans ces galaxies.

En utilisant les données de Young & Scoville (1991) comme source des rapports $M_{\text{gaz}}/M_{\text{tot}}$ moyens pour les types morphologiques de Sa à Scd, je détermine l'abondance prédite par le modèle en boîte fermée et ses variantes. Les résultats sont présentés à la figure 5.24. Premièrement, il apparaît que le modèle simple n'arrive pas à reproduire les observations. En effet, la pente de ce modèle est plus faible que la pente observée pour les galaxies barrées et le rendement (*yield*) de conversion du gaz en métaux lourds devrait être invraisemblablement élevé pour atteindre le niveau d'abondance des galaxies barrées les plus précoces.

Par contre, si on utilise un modèle pour lequel le rendement augmente avec l'abondance ($y = y_0 + a \times Z$), il est possible de reproduire assez bien la pente observée mais pas l'abondance. Toutefois, le résultat est assez sensible aux paramètres y_0 et a . En effet, pour $y_0 = 0,0016$ et $a = 0,29$ provenant de de Vila-Costas & Edmunds (1992)[courbe - - - -], on obtient une abondance environ deux fois plus faible que pour $y_0 = 0,002$ et $a = 0,6$ de Peimbert & Serrano (1982)[courbe - - - - -]. Les pentes moyennes de ces courbes entre Sa et Scd sont respectivement de 0,10 et 0,15 dex/T pour chacun des modèles (voir la figure 5.24).

Sur le même graphique, je présente trois tracés évolutifs pour les galaxies. Le premier tracé [— — — —] est dérivé des modèles de Ferrini *et alii* (1994). Dans ce modèle, le changement d'abondance centrale produit par l'évolution est faible. Le

second tracé [- - - -] est basé sur le modèle présenté par Friedli & Benz (1995). Il représente l'effet de la formation d'une barre dans une galaxie de type tardif. La baisse de l'abondance centrale *projetée* est principalement due à l'aplatissement du gradient produit par la barre. Le dernier tracé [-· ··] représente le trajet que suivrait une galaxie sous l'effet d'une barre induite par une interaction suivant le modèle proposé par Noguchi. Il s'agit essentiellement du modèle de Friedli et Benz déplacé vers les types précoces et adapté aux observations.

On notera que l'on retrouve des galaxies en phase de transformation sur les axes d'évolution de type Noguchi (barres induites) et Friedli & Benz (barres spontanées). Il semble que l'évolution soit plus rapide dans le cas d'une barre spontanée que pour une barre induite. En effet, l'âge de la barre est estimé à environ un milliard d'années dans le cas de NGC 1365 et NGC 3351 [Roy & Walsh 1997; Friedli 1997] alors qu'il n'est que de 400 millions d'années dans le cas de NGC 3359 [Martin & Roy 1995]. Alors que NGC 3351 n'a pas encore rejoint l'axe des barres, NGC 3359 ne se distingue pas du groupe des barres matures. Cela est consistant avec l'idée générale voulant que les disques des spirales de type tardif soient plus instables que les disques de type précoce. Par conséquent, les perturbations s'y propagent plus rapidement que chez les galaxies de type tardif.

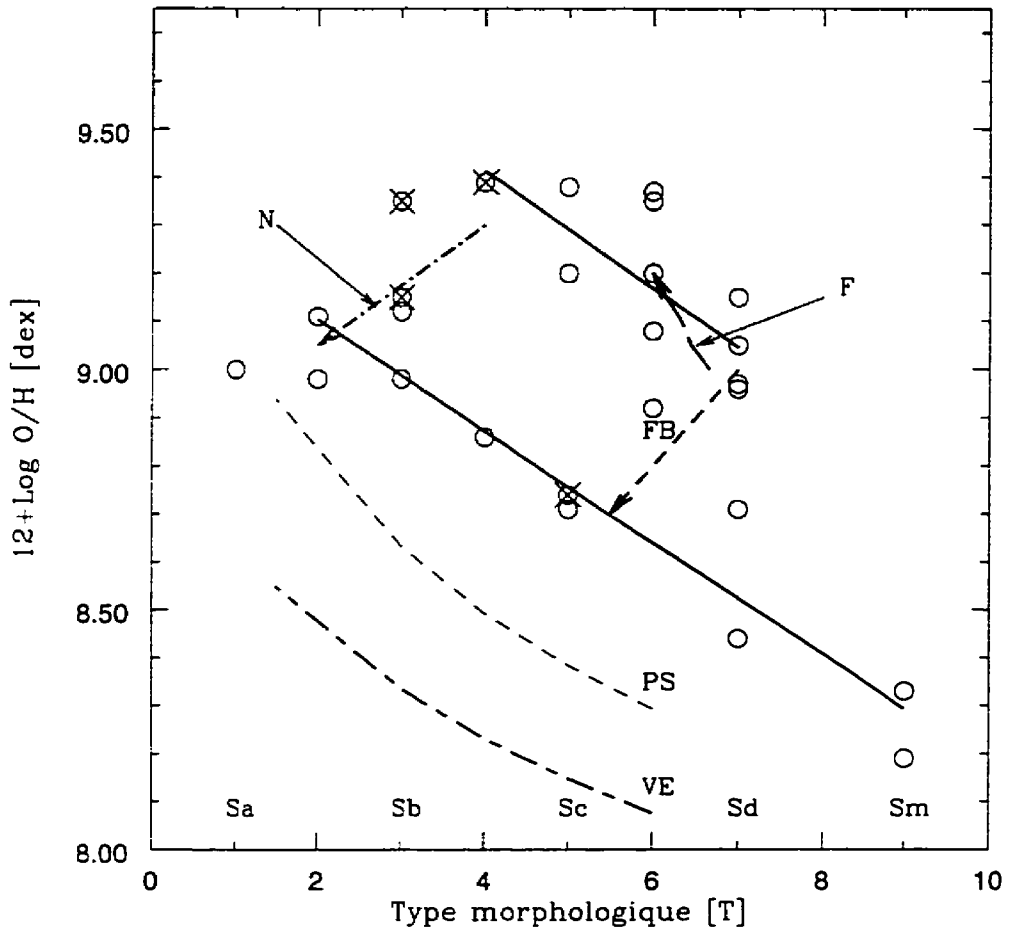


Figure 5.24: Abondance centrale pour différents modèles. Les cercles représentent des galaxies. Les x indiquent que les galaxies sont dans une phase de transformation (barre < 1 Ga). La droite supérieure représente l'ajustement sur les galaxies sans barre, la droite inférieure sur les galaxies barrées. Les trois flèches représentent respectivement le tracé évolutif du modèle Friedli & Benz [FB], Ferrini [F] et Noguchi [N]. Les deux courbes représentent les prédictions d'un modèle en boîte fermée en utilisant les paramètres de Peimbert & Serrano [PS] et Vila-Costas & Edmunds [VE].

5.3.5 Profil d'abondance en fonction de la luminosité absolue

Étant donné que le type morphologique est fortement corrélé avec la magnitude absolue, il est tentant d'utiliser cet observable pour s'affranchir des divisions brutales associées à l'utilisation des types morphologiques. Cet indicateur présente toutefois le défaut de dépendre d'une bonne connaissance de la distance. La figure 5.25 présente la variation d'abondance centrale projetée en fonction de la magnitude absolue. Les symboles sont les mêmes que ceux utilisés précédemment.

Premièrement, il faut noter que les galaxies sans barre sont beaucoup moins bien séparées des galaxies barrées dans ce diagramme que ce que nous observions à la figure 5.23. On remarque aussi que l'axe des galaxies barrées est parallèle à l'axe des galaxies non barrées comme c'est le cas lorsque l'on utilise le type morphologique comme indicateur. Les pentes sont respectivement de $0,19 \pm 0,02$ dex/mag pour les galaxies non-barrées et des $0,22 \pm 0,01$ dex/mag pour les galaxies barrées.

Les résultats sont plus intéressants lorsque l'on regarde la variation du gradient en fonction de la magnitude (voir figure 5.26). On remarque que pour les galaxies non-barrées de type tardif (incluant NGC 2903), il y a une nette variation de la pente du gradient en fonction de la magnitude absolue, la pente étant plus faible pour des luminosités plus grandes. La pente du gradient diminue de $0,019$ dex/kpc mag⁻¹, entre les magnitudes absolues de -21 à $-17,5$. Il est à noter que les galaxies avec des barres faibles ($\epsilon_b < 5$) ne présentent pas de gradient plus plat que $-0,05$ dex/kpc.

Selon toute vraisemblance, ce que nous observons ici est un effet d'évolution du gradient en fonction de la luminosité. Un tel effet est prédit par les modèles multiphases du groupe de Ferrini [Ferrini *et alii* 1994; Mollá, Ferrini & Díaz 1996]. Dans ces modèles, le gradient s'applatit au fur et à mesure que le gaz est con-

verti en étoiles alors qu'en conséquence la magnitude absolue augmente. Par contre, l'abondance centrale varie peu durant ce processus.

À l'heure actuelle, ce modèle ne permet pas de déterminer le changement de type morphologique que subit la galaxie. À défaut de mieux, nous supposons que l'évolution morphologique se fait suivant la même relation entre l'abondance centrale et le type morphologique que ce qui est observé pour le groupe des galaxies de type tardif sans barre. Une façon de quantifier le changement morphologique serait de calculer la variation du rapport bulbe–disque à partir des modèles et de convertir le résultat en variation de type morphologique en utilisant la relation entre ce rapport et le type morphologique [Simien & de Vaucouleurs 1986].

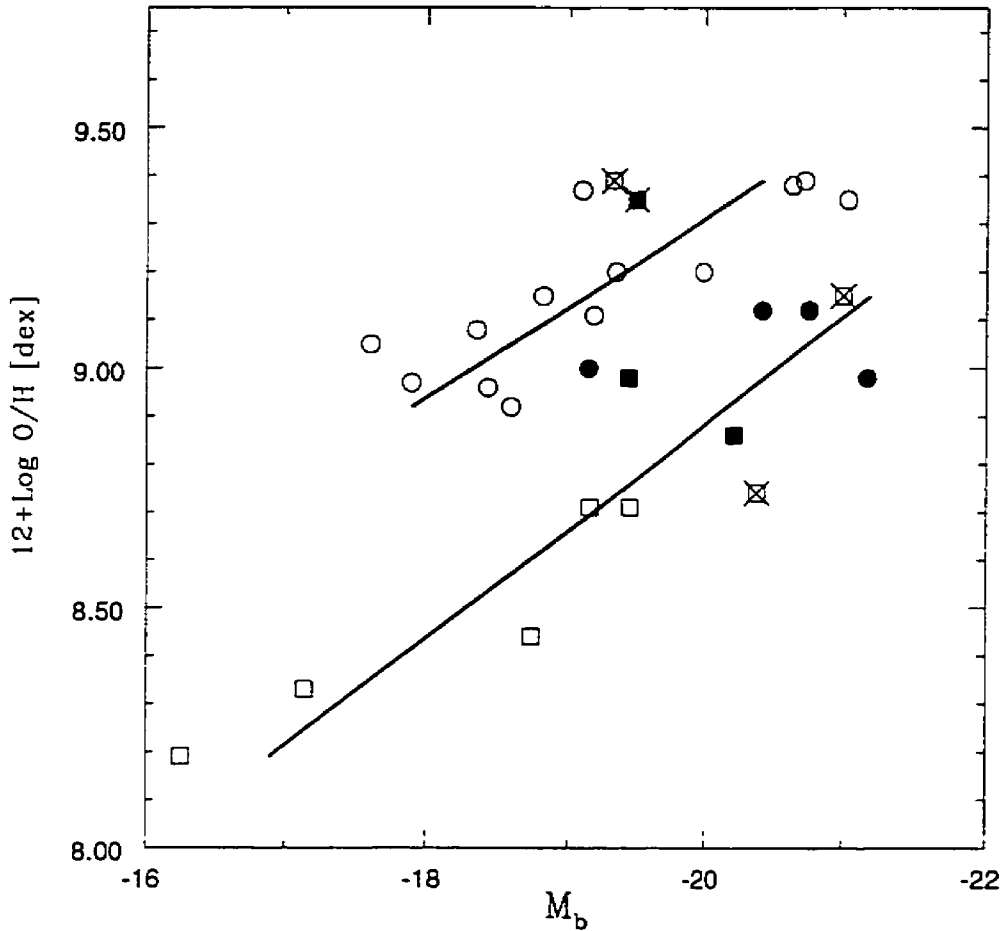


Figure 5.25: Abondance projetée au centre en fonction de la magnitude absolue des galaxies. Les carrés représentent des galaxies barrées ($\epsilon_b > 4$); les cercles, des galaxies avec des barres faibles. Les symboles pleins indiquent les données provenant de cette thèse. Les \times indiquent que les galaxies sont en transformation (barre < 1 Ga). Les droites représentent un ajustement sur le groupe des galaxies barrées (en bas) et sans barre (en haut).

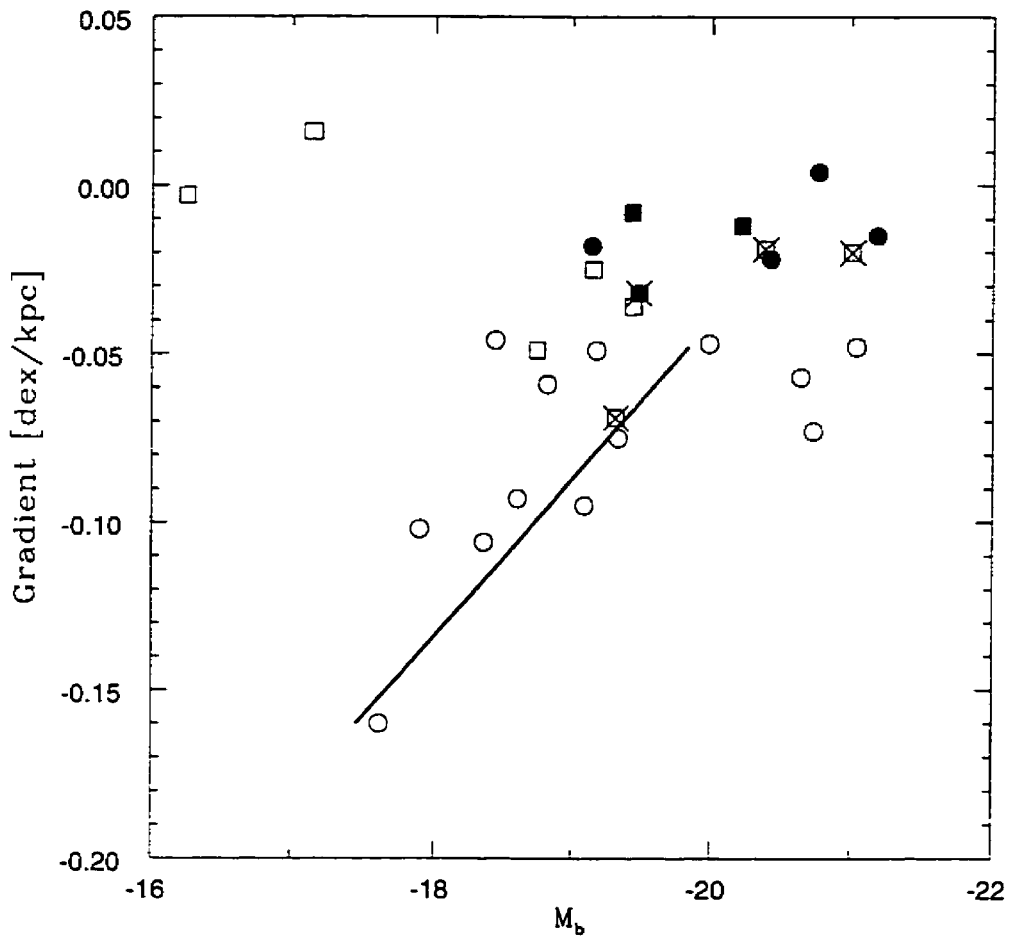


Figure 5.26: Gradient d'abondance en fonction de la magnitude absolue des galaxies. Les carrés représentent des galaxies avec des barres fortes ($\epsilon_b > 4$); les cercles, des galaxies avec des barres faibles. Les symboles pleins indiquent les données provenant de cette thèse. Les \times indiquent que les galaxies sont en transformation (barre < 1 Ga). La droite représente l'ajustement sur les galaxies sans barre de type tardif.

5.4 Tracés évolutifs

Nous venons de voir que les galaxies se regroupent dans certaines zones privilégiées des plans O/H_c - T , gradient- T , O/H_c - M_B , gradient- M_B . Il est tentant de faire une analogie avec un diagramme Hertzsprung-Russel et de voir dans les concentrations des zones stables où l'évolution est lente et dans les vides des zones interdites ou encore instables où l'évolution est rapide. D'autre part, dans cet ensemble de données, on peut faire des regroupements entre des galaxies qui se ressemblent en terme de type morphologique, d'abondance centrale *projetée*, de gradient d'abondance et force de barre (ϵ_b).

Voici donc l'énumération de ces groupes:

- **Magellaniques:** NGC 2366 et NGC 4395
- **De transition:** NGC 1313 et NGC 925
- **Jeunes Sd:** NGC 300, NGC 598, NGC 2403 et NGC 7793
- **Jeunes Sc:** NGC 3184, NGC 2997 et NGC 6946
- **Sbc matures:** NGC 628, NGC 2903 et NGC 4303
- **Scd matures:** NGC 3621, NGC 5068 et NGC 5457
- **SBc:** NGC 1073, NGC 3359 et NGC 4258
- **SBb:** NGC 1365, NGC 3351 et NGC 3368
- **Sab matures:** NGC 1068, NGC 2460, NGC 4736 et NGC 7331

Pour les besoins de ce classement, NGC 2903 est considérée comme une galaxie sans barre. Et pour NGC 3351 on considère seulement le gradient obtenu pour les

6 kpc centraux. Les valeurs moyennes des propriétés de chacun des groupes sont présentées au tableau 5.2. La galaxie NGC 4501 a été exclue en raison des effets que pourrait avoir l'amas de la Vierge sur son évolution. Dans le cas de NGC 2841, il n'a pas été possible de dériver les abondances mais seulement des limites inférieures.

Tableau 5.2: Regroupements de galaxies

Groupe	\bar{T}	$\overline{O/H_c}$	$\bar{\epsilon}_b$	gradient
Magellaniques	9,0	8,26	7,5	+0,007
de transition	7,0	8,58	5,5	-0,037
Sd jeunes	6,5	9,01	0,8	-0,115
Sc jeunes	5,7	9,32	1,7	-0,076
Sbc matures	4,3	9,33	1,3	-0,063
Scd matures	6,7	9,15	2,0	-0,051
SBc	4,7	8,77	7,0	-0,022
SBb	2,7	9,08	6,7	-0,018
Sab mature	2,3	9,05	0,5	-0,026

Deux tracés évolutifs sont proposés: un pour les galaxies de type Sd et un pour les galaxies de type Sc. Les deux tracés partent du groupe des jeunes Sd. De là, les galaxies de type Sd évoluent suivant l'axe:

Sd jeunes → Scd matures → SBc.

Ce tracé représente une évolution suivant les prédictions des modèles de Ferrini; le gradient diminue donc avec le temps avec un léger changement d'abondance centrale et de type morphologique. À tout moment, une barre peut se former spontanément sur cette séquence évolutive qui s'étend sur une période de temps comparable au

temps de Hubble. Une fois la barre formée, l'abondance centrale diminue rapidement ainsi que le gradient. La galaxie se retrouve alors sur l'axe des galaxies barrées.

Pour les galaxies de type Sc, le tracé proposé est:

Sd jeunes → Sc jeunes → Sbc matures → NGC 3351 → SBb

Ici, la séquence de Ferrini fait changer le type morphologique de façon significative sans qu'il y ait de changement appréciable de gradient. La formation d'une barre nécessite une interaction. La galaxie NGC 3351 est l'exemple du chemin que pourrait suivre une galaxie en train de se transformer en SBb.

Du stade de SBb, l'évolution peut se poursuivre jusqu'à la dissolution de la barre:

SBb → Sab.

Toutefois, il est possible que les galaxies de type Sc ne passent pas le stade de "jeune Sc" mais partent directement d'un stade "Sc très jeune". Ces galaxies devraient se caractériser par un gradient d'abondance fort et une magnitude absolue plus faible que la moyenne des caractéristiques que nous ne retrouvons pas chez les galaxies dans notre échantillon. Toutefois, dans l'échantillon de Zaritsky *et alii* (1994), on retrouve deux galaxies candidates: NGC 3344 et NGC 3521.

Visualiser simultanément tous ces chemins évolutifs n'est toutefois pas facile. En effet, on se déplace dans un espace à quatre dimensions². Même en laissant tomber

²Type morphologique, abondance centrale, gradient d'abondance et force de barre.

la force de la barre, il reste tout de même trois dimensions. Nous avons donc choisi de présenter les résultats à l'aide de stéréogrammes.

Dans ces figures, la ligne continue représente l'évolution des galaxies de type tardif et la ligne pointillée celle des galaxies de type précoce. Les flèches représentent les vecteurs d'évolution galactique : [— — — —] Ferrini *et alii* (1994), [- - - - -] Friedli & Benz (1995) et [-· ·· ··] interaction (Noguchi). Le premier graphique présente le plan T-O/H_c, l'axe vertical correspond au gradient d'abondance. Les points sortant le plus du plan de la page présentent des gradients plus forts. Le second graphique présente le plan ϵ_b -gradient, l'abondance centrale sortant du plan. Les abondances les plus élevées étant les plus hautes.

D'un point de vue général, la séquence évolutive proposée suit assez bien les tracés évolutif par les modèles théoriques. Il est à noter que des tracés évolutifs parallèles sont possibles. On pourrait ainsi imaginer un tracé à la Ferrini pour les Sc-Sbc, ou encore un tracé Friedli et Benz qui part plus ou moins haut sur la séquence de Ferrini.

Les galaxies magellaniques et de transition n'ont pas été intégrées à ces chemins évolutifs. Il serait tentant de faire passer l'évolution par le chemin:

Magellaniques →de transition→Sd jeunes

Toutefois, il nous manque d'indications observationnelles ou théoriques pour faire ce pas.

Figure 5.27: Stéréogramme O/H, T et gradient (page suivante). Les points s'élèvent au-dessus du plan lorsque le gradient augmente. Les flèches représentent les vecteurs d'évolution galactique : (— — — —) Ferrini *et alii* (1994), (- - - - -) Friedli & Benz (1995) et (- - - -) interaction (Noguchi). La ligne continue représente l'évolution des galaxies de type tardif et la ligne pointillée celle des galaxies de type précoce. Il faut superposer les images pour recréer l'impression de volume (en croisant les yeux ou en utilisant des lunettes stéréoscopiques). Les informations sur les axes ont été minimisées afin de limiter la confusion.

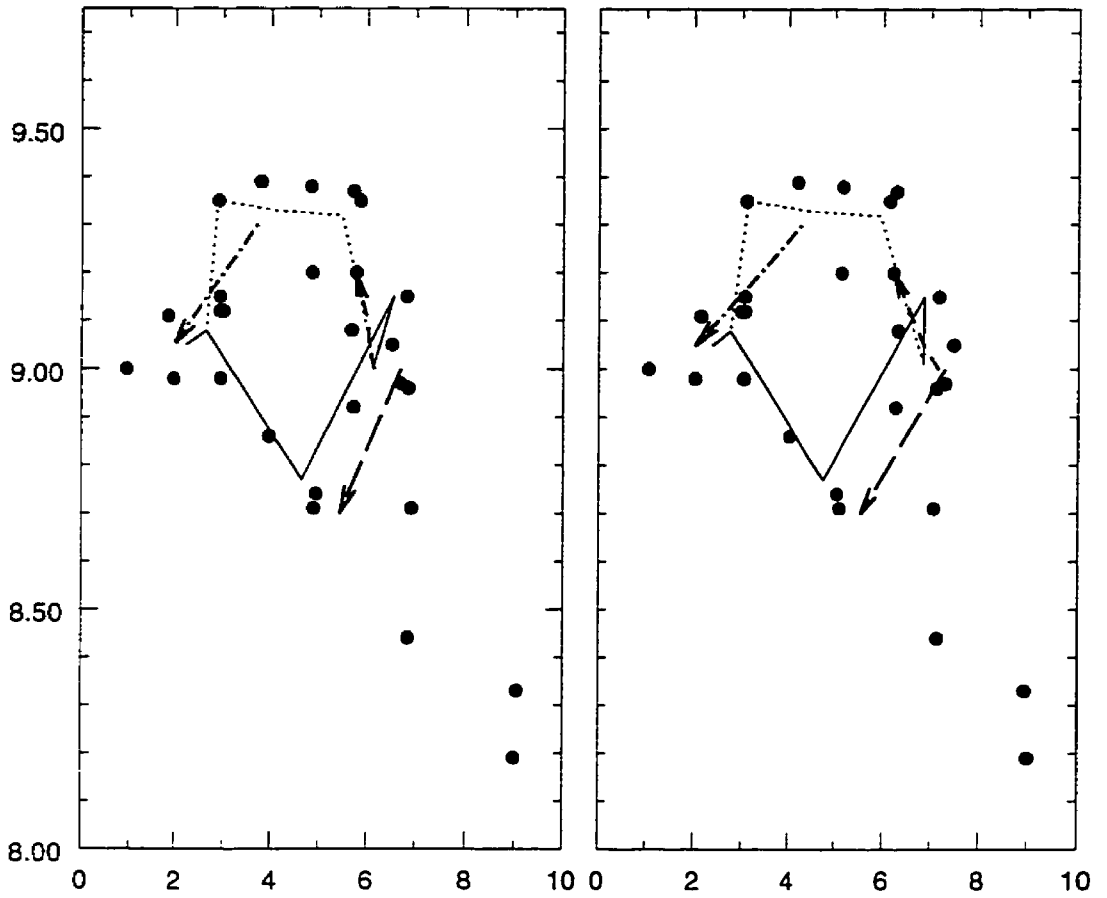
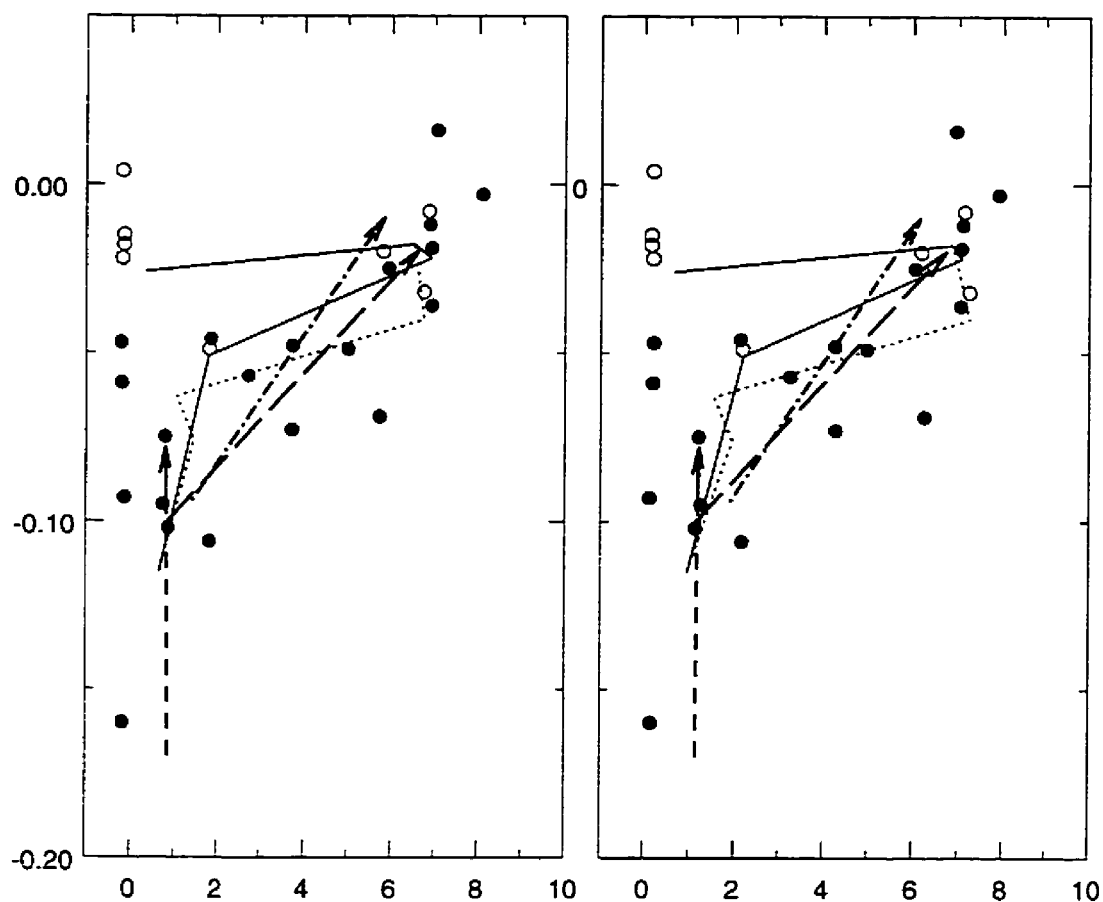


Figure 5.28: Stéréogramme gradient, ϵ_b et O/H (page suivante). Les points s'élèvent au-dessus du plan lorsque l'abondance centrale augmente. Les flèches représentent les vecteurs d'évolution galactique: (— — — —) Ferrini *et alii* (1994), (- - - - -) Friedli & Benz (1995) et (-· · · ·) interaction (Noguchi). La ligne continue représente l'évolution des galaxies de type tardif et la ligne pointillée celle des galaxies de type précoce. Il faut superposer les images pour recréer l'impression de volume (en croisant les yeux ou en utilisant des lunettes stéréoscopiques). Les informations sur les axes ont été minimisées afin de limiter la confusion.



Conclusion

“The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not ‘Eureka’ but ‘That’s funny...’ ” *Isaac Asimov*

Grâce au travail de cette thèse, j’ai obtenu un certain nombre de résultats techniques et scientifiques d’intérêt pour notre compréhension de l’évolution chimiques des galaxies.

Du point de vue technique, j’ai montré qu’il était possible d’utiliser la méthode d’imagerie monochromatique pour étudier les galaxies spirales de type précoce. J’ai expérimenté de nouvelles approches pour optimiser la soustraction du continu stellaire sous-jacent. J’ai aussi développé deux nouvelles techniques pour étalonner les images monochromatiques: la spectroscopie des noyaux de galaxies et l’étalonnage à partir des propriétés statistiques des étoiles du champ et des régions H II. J’ai aussi montré que tous les progrès futurs dans l’observation de galaxies de type précoce seront limités par la difficulté à soustraire correctement le continu en imagerie, et par la confusion associée aux raies d’absorption du continu stellaire sous-jacent en spectroscopie. Si l’on veut continuer d’observer les même raies dans le spectre visible, il faudra penser aux systèmes de spectroscopie 3-D qui permettront d’isoler le signal de la région H II à la fois dans le domaine spatial et spectral, ce qui facilitera la

séparation du signal de la région H II du continu stellaire sous-jacent.

Une autre option consiste à observer les raies nébulaires dans l'infrarouge proche à l'aide de l'optique adaptative pour augmenter significativement le contraste spatial. Cette approche, alliée à l'utilisation de grands télescopes terrestres (e.g. Gemini), permettra de faire reculer les limites observationnelles en terme d'abondances plus élevées et de brillance de surface plus faible des régions H II.

J'ai aussi développé un formalisme mathématique permettant d'estimer de façon simple les erreurs associées à la mesure des gradients et des abondances centrales. J'ai mis au point une façon de calculer l'importance des effets de sélection et des effets systématiques associés à notre méthode. En règle générale, les données ne pourront être analysées suivant la méthode présentée dans cette thèse que si la précision sur l'abondance centrale projetée est meilleure que 0,1 dex et l'erreur sur la pente inférieure à 0,02 dex/kpc. Il faut approximativement une vingtaine de points par galaxie avec un rapport signal sur bruit de cinq pour obtenir ce genre de précision.

Du point de vue scientifique, j'ai montré que les galaxies de type précoce (Sa-Sb) affichent des gradients beaucoup plus plats que les galaxies de type tardif. Plus intéressant encore, j'ai montré que le gradient d'abondance de ces galaxies ne dépend pas de la force de la barre, contrairement à ce qui est observé pour les galaxies de type tardif.

J'ai accumulé aussi plusieurs indications laissant croire que les galaxies spirales de type précoce pourraient être le produit d'une évolution morphologique sous l'effet d'une barre. Ces indices sont:

- Les galaxies de type précoce présentent un gradient très plat.
- Ces galaxies se trouvent sur la même séquence que les galaxies barrées dans le

plan O/H_c-T .

- Dans le même plan, elles se retrouvent reliées aux galaxies de type tardif sans barre par une chaîne de galaxies possédant des barres jeunes.

Ces indications appuient le scénario d'évolution morphologique des galaxies à disque par le biais d'une barre. Un indice supplémentaire laisse aussi croire que ces barres sont induites par des interactions:

- Les galaxies NGC 1068, NGC 2460, NGC 4501 et NGC 7331 présentent des signes clairs d'interaction.

Le fait que près de la moitié de mon échantillon de galaxies présente des signes d'interaction rend plausible le mécanisme d'évolution morphologique par barre induite. Il n'exclut toutefois pas l'évolution par une barre spontanée sur une très longue période de temps.

6.5 Quelques questions à éclaircir!

Malgré mes efforts, l'abondance de l'oxygène dans le milieu nébulaire de la galaxie NGC 2841 reste inconnue. Il est possible que cette galaxie représente le prototype d'une galaxie ayant évolué jusqu'à l'extrême suivant le modèle de Ferrini *et alii* sans jamais passer par le stade de galaxie barrée. Il se pourrait donc qu'elle présente une abondance nettement plus élevée que les autres galaxies de type précoce alors que son gradient serait plutôt faible. Les observations nécessaires pour tester cette hypothèse nécessiteront l'utilisation d'un spectrographe multi-objets sur un très grand

télescope capable d'observer des raies nébulaires dans le proche infrarouge afin de limiter l'effet de l'extinction interne à NGC 2841. Il serait peut-être possible d'observer, depuis la stratosphère ou l'espace, dans l'infrarouge lointain, les raies d'émission nébulaires. Ce genre de projet serait à la mesure du Next Generation Space Telescope.

Il existe des indices de l'existence de galaxies de type Sc très jeunes présentant un gradient d'abondance fort. Deux galaxies candidates pourraient être de ce type: NGC 3344 et NGC 3521. Des gradients ont déjà été obtenus, mais les mesures sont trop disparates pour être considérées comme fiables [Zaritsky *et alii* 1994].

Pour établir quelle proportion des galaxies de type précoce ont évolué en suivant le mécanisme proposé par Noguchi, c'est-à-dire par une barre induite par interaction, il faudra entreprendre une recherche systématique d'anomalies cinématiques ou photométriques chez ces galaxies. D'une façon plus générale, il faudrait relier le gradient d'abondance observé dans le gaz aux autres propriétés des galaxies spirales (photométrie, cinématique, etc) ainsi qu'aux abondances des populations stellaires de façon à contraindre les modèles d'évolution galactique [Zaritsky 1995; Courteau, de Jong & Broeils 1996; Beauchamp 1997].

Bibliographie

- Abraham, R. G., Valdes, F., Yee, H. K. C & van den Bergh S. 1994, ApJ, **432**, 75
- Allen, R. H. 1963, *Star Names*, Dover Publications Inc, New York
- Aller, L. H. 1942, ApJ, **95**, 52
- Alloin D., Collin-Souffrin, S. Joly, M., & Vigroux, L. 1979, A&A, **78**, 200
- Alloin, D. & Nieto, J.-L. 1982, A&AS, **50**, 49
- Andredakis, Y. C. & Sanders, R. H. 1994, MNRAS, **267**, 843
- Andredakis, Y. C., Peletier, R. F. & Balcells, M. 1995, MNRAS, **275**, 874
- Argyle, R. W. & Clements, E. D. 1990, Observatory, **110**, 93
- Athanassoula, E. & Martinet, L, A&A, **80**, L10
- Baade, W. 1962, *Evolutions of Stars and Galaxies*, ed. C. Payne-Gaposchkin, Harvard University Press, Cambridge
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M. & Terlevitch, R. 1981, PASP, **93**, 817
- Banfi, M., Rampazzo, R., Chincarini, G., Henry, R. B. C. 1993, A&A, **280**, 373
- Bann, W. A. & Haschick A.D. 1993 AJ, **88**, 1088

- Beumgart, C. W. & Peterson, C. J. 1986, *PASP*, **98**, 56
- Beauchamp, D. 1997, Thèse Ph.D., Université Laval
- Belley, J. 1990, Thèse Ph.D., Université Laval
- Belley, J. & Roy, J.-R. 1992, *ApJS*, **78**, 71
- Benzi, Suter & Vulpiani 1982, *Tellus*, **34**, 10
- van den Bergh, S. 1960, *ApJ*, **131**, 215
- van den Bergh, S. 1960, *ApJ*, **131**, 558
- van den Bergh, S. 1976, *ApJ*, **206**, 883
- Bergeman, K. 1987, *HI Rotation Curves of Spiral Galaxies*, Rijkuniversiteit, Groningen
- Bica, E., Alloin, D. & Schmidt, A. 1990, *MNRAS*, **242**, 241
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, Princeton
- Binggeli, B., Sandage, A. & Tammann, G. A. 1985, *AJ*, **90**, 1681
- Blifford, I. H. jr 1966, *Applied Optics*, **5**, 105
- Bond, H. E. 1970, *ApJS*, **22**, 117
- Bosma, A. 1981, *AJ*, **86**, 1791
- Bouiges, S. 1982, *Calcul astronomique pour amateurs*, Masson
- Braine, J., Combes, F., Casoli, F., Dupraz, C., Gerin, M., Klein, U., Wielebinski, R. & Brouillet N. 1993, *A&AS*, **97**, 887
- Brocklehurst, M. 1971, *MNRAS*, **153**, 471

- Broeils, A. H. 1992, *Dark and Visible Matter in Spiral Galaxies*, Thèse Ph.D., Rijksuniversiteit, Groningen
- Buta, R. 1995, *ApJS*, **96**, 39
- Buta, R. & Combes, f. 1996, *Fund. Cosmic Physics*, vol. 17, p 95
- Casertano, S. & van Gorkom, J. H. 1991, *AJ*, **101**, 1231
- Cayatte, V., Balkovski, C., Van Gorkom, J. H. & Kotanki, C. 1990, *AJ*, **100**, 604
- Chromey, F. R. & Hasselbacher, D. A 1996, *PASP*, **108**, 944
- Clegg, R. E. S., Bell, R. A. M. 1973, *MNRAS*, **163**, 13
- Clements, E. D. 1991, *MNRAS*, **197**, 829
- Combes, F., Boissé, P., Mazure A. & Blanchard, A. 1991. *Galaxies et Cosmologie*, InterÉditions et Éditions du CNRS, Paris
- Combes, F., Debbasch, F., Friedli, D. & Pfenniger, D. 1990, *ApJ*, **233**, 82
- Courtès, G. & Cruvellier, P. 1961, *CR Acad. Sci. Paris*, **253**, 218
- Courteau, S. de Jong, R. S. & Broeils, A. H. 1996, *ApJ*, **457**, L73
- Curtis, H. D. 1918, *Lick Obs. Pub.*, vol. 13
- Devost, D. Roy, J.-R. & Drissen, L. 1997, *ApJ*, **482**, 765
- Devereux, N. A, Kenney, J. D. P. & Young, J. S. 1992, *AJ*, **102**, 784
- Doi, M., Fukugita, M. & Okamura, S. 1993, *MNRAS*, **264**, 832
- Dopita, M. A. & Evans, I. A. 1986, *ApJ*, **307**, 431
- Dressel, L. L. & Condon, J. J. 1976, *ApJS*, **31**, 187
- Dutil, Y. 1993, *Mémoire de maîtrise*, Université Laval

- Duval, M. F. & Monnet G. 1985, A&AS, **61**, 141
- Edmunds, M. G. & Pagel, B. E. J. 1984, MNRAS, **211**, 507
- Edmunds, M. G. & Roy, J.-R. 1993, MNRAS, **246**, 678
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., Lambert, D. L., Nissen, P. E. & Tomkin, J. 1993, A&A, **275**, 101
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D. & Sandage, A. 1962, ApJ, **136**, 148
- Ellis, R. S., Gondhalekar, P.M. & Efstathiou, G. 1982, MNRAS, **201**, 223
- Elmegreen, B. G. & Elmegreen, D. M. 1985, ApJ, **288**, 438
- Elmegreen, D. M. & Elmegreen, B. G. 1987, ApJ, **314**, 3
- Evans, I. N. 1986, ApJ, **309**, 544
- Evans, I. N. & Dopita, M. A. 1985, ApJS, **58**, 125
- Evans, I. N. & Dopita, M. A. 1987, ApJ, **319**, 662
- Fath, E. A. 1909 Lick Obs. Bull. **5**, 71
- Ferrini, F., Matteucci, F., Pardi, C. & Penco, U. 1992, ApJ, **387**, 138
- Ferrini, F., Mollá, M., Pardi, M. C., Díaz, A. 1994, ApJ, **427**, 745
- Fisher, K., Huchra, J. P., Strauss, M. A., Davis, M., Yahil & A., Schlegel, D. 1995, ApJS, **100**, 69
- Ford, W. K. & Rubin, V. C. 1970, *Annual Report, Departement of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution, 1969-1970*
- Freedman, W. L., Wilson, C. D. & Madore, B. F. 1991, ApJ, **372**, 455
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Hawley, S. L., Horowitz, I. K., Mould, J., Navarrete, M. & Sallmen, S. 1992, ApJ, **396**, 80

- Friedli, D. 1997, communication privée
- Friedli, D. & Martinet, L. 1993, *A&A*, **277**, 27
- Friedli, D., Benz, W. & Kennicutt R. 1994, *ApJ*, **430**, L105
- Friedli, D. & Benz, W. 1993, *A&A*, **268**, 65
- Friedli, D. & Benz, W. 1995, *A&A*, **301**, 649
- Fruchter, A. & Hook, R. 1997, *STSCI Newsletter*, vol 14, no 2, p. 10
- García-Lorenzo, B., Mediavilla, E., Arribas, S. & del Burgo, C. 1997, *AJ*, **483**, L99
- Gavazzi, G. 1993, *ApJ*, **419**, 469
- Giovanelli, R., Haynes, M. P. & Chincarini, G. L. 1986, *ApJ*, **300**, 77
- Gisler, G. R. 1980, *AJ*, **85**, 623
- Gonzalez Delgado, R. M., Perez, E., Tadhunted, C., Vílchez, J. M. & Rodriguez-Espinosa, J. M. 1997, *ApJS*, **108**, 155
- Graham, J. A., Phelps, R. L., Freedman, W. L., Saha, A., Ferrarese, L., Stetson, P. B., Madore, B. F., Silbermann, N. A., Sakai, S., Kennicutt, R. C. jr, Harding, P., Bresolin, F., Turner, A., Mould, J. R., Rawson, D. M., Ford, H. C., Hoessel, J. G., H. M., Huchra, J. P., Macri, L. M., Hughes, S. M., Illingworth, G. D. & Kelson, D. D. 1997, *ApJ*, **477**, 535
- Han, M. 1995, *ApJ*, **442**, 504
- Heckman, T. M. 1980, *A&A*, **87**, 152
- Hernstein, J. 1997, Thèse Ph.D, Université Harvard
- Hill, J. K., Waller, W. H., Cornett, R. H., Bohlin, R. C., Cheng, K.-P., Neff, S. G., O'Connell, R. W., Roberts, M. S., Smith, A. M., Hintzen, P. M. N., Smith, E. P. & Stecher, T. P. 1997, *AJ*, **477**, 673

Hodge, P. W. & Kennicutt, R.C. jr 1983, ApJ, **267**, 563

Hohl, F. 1971 ApJ, **168**, 343

Holmberg, E. 1958, Medd. Lund. Obs., ser. 2, no. 136

Hubble, E. 1926, ApJ, **64**, 321

Hubble, E. 1939, *The Realm of Nebulae*, Yale University Press, New Haven

Hunter, D. A. 1984, ApJ, **276**, L35

Irwin, J. 1995, **107**, 715

Janesick J. R., Elioot, T., Collins, S., Blouke, M. M., Freeman, J. 1987, Optical Engineering, **26**, 692

Jackson, J. M., Snell, R. L., Ho, P. T. P., Barrett, A. H. 1989, ApJ, **337**, 680

J Jeans, J. H. 1929, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge University Press

De Jong. R. S. 1996, A&AS, **118**, 557

Keel, W. C. 1983, ApJ, **269**, 466

Keller. C. U., Gschwind. R., Renn. A., Rosselet. A., Wild. U. P. 1995, A&AS, **109**, 383

Kelson, D. D., Illingworth, G. D., Freedman, W. F., Graham, J. A., Hill, R., Madore, B. F., Saha, A., Stetson, P. B., Kennicutt, R. C. jr, Mould, J. R., Hughes, S. M., Ferrarese, L., Phelps, R., Turner, A., Cook, K. H. M., Ford, H., Hoessel, J. G. & Huchra, J. 1996, ApJ, **463**, 26

Kennicutt, R. C. jr 1981, AJ, **86**, 184

Kennicutt, R. C. jr 1982, AJ, **87**, 255

Kennicutt, R. C. jr 1983, ApJ, **272**, 54

- Kennicutt, R. C. jr 1988, ApJ, **334**, 144
- Kennicutt, R. C. jr, Edgar B. K. & Hodge P. W. 1989, ApJ, **337**, 761
- Kennicutt, R. C. jr & Garnett, D. R. 1996, ApJ, **456**,504
- Kennicutt, R. C. jr & Tamblyn, P. & Congdon, C. 1994, ApJ, **435**, 22
- King D.L., Rand R. J. & Balcells M. 1994, Spectrum, **2**, 20
- Kinkel, U. & Rosa, M. R. 1994, A&A, **282**, L37
- Kitchin, C. R. 1991, *Astrophysical Techniques*, IOP Publishing Ltd
- Klein, U., Wielebinski, R. & Beck, R. 1984, A&A, **133**, 19
- Knox-Shaw, H. 1915, *Helwab Obs. Bull.*, **15**, 129
- Kormendy, J. 1979, ApJ, **227**, 714
- Kreysig, E. 1988, *Advanced Engineering Mathematics*, Wiley & Sons
- Kuijken, K. 1996, *Barred Galaxies*, ASP Conf. Series. Vol. 91, R. Buta, D. A. Crocker & B. G. Elmegreen, eds., p 504
- Lahav, D., Naim, A., Buta, R. J., Corwin, H. G., de Vaucouleurs, G., Dressler, A., Huchra, J. P., van den Bergh, D., Raychaudhury, S., Sodr , L. Jr, Storrie-Lombardi, M. C. 1995, Science, **267**, 859
- Lasker, B. M., Garnavitch, P. M. & Reynold, A. P. 1987, ApJ **320**, 502
- Léna, P. 1986, *Méthodes physiques de l'observation*, Interéditions et  ditions du CNRS
- Lucy, L. B. & Hook, R. N. 1992, dans *Proceeding of the 1st Annual Conference on Astronomical Data Analysis Software and Systems*, Tuscon, 1991, p. 277

- Madore, B. F., Freedman, W. L., Kennicutt, R. C., Mould, J. R., Ferrarese, L., Gibson, J. B., Graham, J. A., Han, M., Ford, H., Hoessel, J., Huchra, J. P., Hughes, S. M., Illingworth, G. D., Phelps, R. L., Saha, A., Sakai, S., Silbermann, N. & Stetson, P. B. 1996, BAAS, **189**, 108.04
- Maeder, A. 1985, *Stellar Nucleosynthesis*, Astrophysics & Space Sciences Library (D. Reidel Publishing Company)
- Maoz, D., Filippenko, A. V., Ho, L. C., Macchetto, F. D., Rix, H.-W. & Schneider, D. P. 1996, ApJS, **107**, 215
- Magri, C. 1995, AJ, **110**, 1614
- Martin, P. 1992, Thèse Ph.D., Université Laval
- Martin, P. 1995, AJ, **109**, 2428
- Martin, P. & Belley, J. 1996, ApJ, **456**, 598
- Martin, P. & Roy, J.-R. 1992, ApJ, **297**, 363
- Martin, P. & Roy, J.-R. 1994, ApJ, **424**, 599
- Martin, P. & Roy, J.-R. 1995, ApJ, **445**, 161
- Martin, P. & Belley, J. 1997, A&A, **321**, 363
- Martinet, L. 1988, A&AS, **206**, 203,
- Martinet, L. 1995, *Fundamental of Cosmic Physics*, **15**, 341
- McCall, M. L. 1982, Thèse Ph.D., Université d'Austin, Texas
- McCall, M. L., Rybski, P. M. & Shields, G. A. 1985, ApJS, **57**, 1
- Mihalas, D. & Binney, J. 1981, *Galactic Astronomy*, Freeman and Company
- Mollá, M. & Ferrini F. 1995, ApJ, **454**, 726

- Mollá, M., Ferrini F. & Díaz, A. I. 1996, ApJ, **466**, 668
- Mollá, M., Ferrini F. & Díaz, A. I. 1997, ApJ, **475**, 519
- Naim, A., Lahav, O., Sodr , L. jr & Storrie-Lombardi, M. C. 1995, MNRAS, **274**, 1107
- Nassau, J. J. & Blanco, V. M., ApJ, **128**, 46
- Neff, S. G. & Hutchings, J. B. 1992, AJ, **103**, 1746
- Newberry, M. 1991, PASP, **103**, 122-130
- Noguchi, M. 1995, dans IAU Coll. *Barred Galaxies*, Ed. R. Buta *et alii*, PASP Conferences Series.
- Noguchi, M. 1996, ApJ, **469**, 605
- Oey, M. S. & Kennicutt, R. C. jr 1993, ApJ, **411**, 137
- Osterbrock, D. E. 1988, PASP, **100**, 412
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. University Science Books
- Ostriker, J. P. & Thuan, T. X. 1975, ApJ, **202**, 353
- Ostriker, J. P. & Peebles, P. J. E. 1973, ApJ, **186**, 467
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Fosbury, R. A. E. & Webster, B. L. 1978, MNRAS, **183**, 1P
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Blackwell, D. E., Chun, M. S. & Smith, G. 1979, MNRAS, **189**, 95P
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G. & Smith, G. 1980, MNRAS, **193**, 219

- Pagel, B. E. J. 1986, *Highlight of Astronomy*, J.P. Swings eds., p. 51, Reidel, Dordrecht
- Pagel, B. E. J. 1991, *Nuclei in the Cosmos*, H. Oberhummer ed., Springer, Berlin
- Pagel, B. E. J. 1997, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, Cambridge University Press
- Pardi, M. C. & Ferrini, F. 1994, **421**, 491
- Pardi, M. C., Ferrini, F. & Matteucci, F. 1995, *ApJ*, **444**, 207
- Peacock, T., Verhoeve, P., Rando, N., Perryman, M.A.C., Taylor B. G. & Jakobsen P. 1997, *A&AS*. **123**, 581
- Peimbert, M. & Serrano, A. 1992, *MNRAS*, **198**, 563
- Pfenniger, D. 1992, dans *Physics of Nearby Galaxies, Nature or Nurture?*, XXVIIth Rencontres de Moriond, T. X. Thuan, C. Balkowski, J. Tran Thanh Van eds. (Gif-sur-Yvette, Ed. Frontières)
- Prada, F., Guthiérrez, C. M., Peletier, R. F. & McKeith C. D. 1996, *ApJ*, **463**, L9
- Press, W. H., Teukolsky, S. A, Vetterling, W. T. & Flannery, B. P. 1988, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press
- Prieto, M., Sanchez, C., Battaner, E. & Beckman, J. 1985, *A&A*, **146**, 297
- Randers, G. 1940, *ApJ*, **92**, 235
- Rawson, D. M., Macri, L. M., Mould, J. R., Huhra, J. P., Freedman, W. L., Kennicutt, R. C. jr, Ferrarese, L., Ford, H. C., Graham, J. A., Harding, P., Han, M., Hill, R. J., Hoessel, J. G., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Madore, B. F., Phelps, R. L., Saha, A., Sakai, S., Silbermann, Nancy, A., Stetson, P. B. 1997, *ApJ*, **490**, 517

- Reynolds, J. H. 1920, MNRAS, **80**, 746
- Roberts, M. S. 1963, ARA&A, **1**, 149
- Rood, H. J. & Williams, B. A. 1985, ApJ, **288**, 535
- Rola, C. & Pelat, D. 1994, A&A, **287**, 676
- Roy, J.-R. 1987, *L'astronomie et son histoire*, Presses de l'Université du Québec et Masson
- Roy, J.-R. & Kunth, D. 1995, A&A, **294**, 432
- Roy, J.-R. & Walsh, J. R. 1987, MNRAS, **228**, 883
- Roy, J.-R. & Walsh, J. R. 1997, MNRAS, **288**, 715
- Roy, J.-R., Belley, J., Dutil, Y. & Martin, P. 1996, ApJ, **460**, 284
- Rubin, V.C., Burstein, D., Ford, W. K. jr, Thonnard, N. 1985, ApJ, **289**, 81
- Ryder, S. D. 1995, ApJ, **444**, 610
- Ryder, S. D. & Dopita, M. A. 1994, ApJ, **430**, 142
- Sandage, A. 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies*, Carnegie Institution of Washington, Washington, D.C.
- Sandage, A. 1975, *Galaxies and the Universe*, vol. 9., 1, A. Sandage, M. Sandage & J. Kristian eds., University of Chicago Press
- Sandage, A. 1986, A&A, **161**, 89
- Sandage, A. & Tammann, G. A. 1981, *A Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies*, Carnegie Institution of Washington, Washington, D.C.
- Schild, R. E. 1977, AJ, **82**, 5

- Schild, R., Tresch-Fienberg, R. & Huchra, J. 1985, *AJ*, **369**, 364
- Schmidt, M. 1962, *Proceedings, Symposium on Stellar Evolution* (La Plata: Astronomical Observatory), p. 61
- Schneider, S. E. 1986, *ApJ*, **343**, 94
- Schneider, S. E., Helou, G., Salpeter, E. E. & Terzian, Y. 1983, *ApJ*, **273**, L1
- Schneider, S. E., Skrutskie, M. F., Hacking, P. B., Young, J. S., Dickman, R. L., Claussen, M., Salpeter, E. E., Houck, J. R., Terzian, Y., Lewis, B. M. & Shure M. A. 1989, *AJ*, **97**, 666
- Scoville, N. Z., Matthews, K., Carico, D. P. & Sanders, D. B. 1988, *ApJ*, **327**, L61
- Scowen, P. A., Dufour, R. J. & Hester, J. J. 1992, *AJ*, **104**, 92
- Searle, L. 1971, *ApJ*, **168**, 327
- Seares, F. 1916. *PASP*, **28**, 123
- Sellwood, J. A., Wilkinson, A. 1993. *Progress Report in Physics*, **56**, 173
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, **97**, 28
- Shapley, H. 1950, *Pub. Obs. Univ. Michigan*, **10**, 79
- Shapley, H. & Paraskevopoulos, J. S. 1940, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **26**, 31
- Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., Pottasch, S. R. 1983, *MNRAS*, **204**, 53
- Shields, G. A. & Searle, L. 1985, *ApJ*, **222**, 821
- Shields, G. A., Skillman, E. D. & Kennicutt, R. C. jr 1991, *ApJ*, **371**, 82

- Silbermann, N. A., Harding, P., Madore, B. F., Kennicutt, R. C. jr, Saha, A., Stetson, P. B., Freedman, W. L., Mould, J. R., Graham, J. A., Hill, R. J., Turner, A., Bresolin, F., Ferrarese, L., Ford, H., Hoessel, J. G., Han, M., Huchra, J., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Phelps, R. & Sakai, S 1996, ApJ, **470**, 1
- Simien, F. & de Vaucouleurs, G. 1986, ApJ, **302**, 564
- Skillman, E. D., Kennicutt, R. C. jr, Shields G. A. & Zaritsky, D. 1996, ApJ, **462**, 147
- Spiekermann, G. 1992, AJ, **103**, 2102
- Spitzer, L. & Baade, W. 1951, ApJ, **113**, 413
- Solomon, P. M. & Sage, L. J. 1991, ApJ, **334**, 613
- Stasińska, G. 1990, A&AS, **83**, 501
- Stasińska, G., Alloin, D. Collin-Souffrin. S. & Joly, M. 1981. A&A, **93** 362
- Storrie-Lombardi, M. C., Lahav, O., Sodr , L. jr & Storrie-Lombardi, L. J. 1992, MNRAS, **259**, 8
- Tinsley, B. M. 1980, *Fundamentals of Cosmic Physics*, **5**, 287
- Tolstoy, E., Saha, A., Hoessel, J. G. & McQuade, K. 1995. AJ, **110**, 1640
- Thomsen, B. 1990, dans *CCD in Astronomy*, ASP conference series, George H. Jacoby ed., p. 144
- Toomre, A. 1964, ApJ, **139**, 1217
- Tosi, M. & Díaz A. I. 1990, MNRAS, **246**, 616
- Tully, R. B. & Fisher, J. R. 1977, A&AS, **54**, 661
- Tully, B. 1988, *Nearby Galaxies Catalog*, Cambridge University Press

- Turner, J. L. & Ho, P. T. P. 1994, ApJ, **421**, 122
- Tyson, N. D. & Gal, R. R. 1993, AJ, **105**, 1206
- Verdet, J.-P. 1990, *Une histoire de l'astronomie*, Éditions du Seuil, Paris
- de Vaucouleurs, G. 1941, Annales d'Astrophysique, **11**, 247
- de Vaucouleurs, G. 1959, *Handbuch der Physik*, Springer-Verlag, Berlin
- de Vaucouleurs, G. 1963, ApJS, **8**, 31
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwing, H.G., Bata, R.J., Paturel, G. & Fouqué, P. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Springer, New York
- Vila-Costas, M. B. & Edmunds, M. G. 1992, MNRAS, **259**, 121
- Walsh, J. R. & Roy, J.-R. 1989, ApJ, **341**, 722
- Walsh, J. R. & Roy, J.-R. 1997, MNRAS, **288**, 726
- Warmels, T. H. 1986, *H I properties of Spiral Galaxies in the Virgo cluster*, Thèse Ph. D., Rijkuniversiteit, Groningen
- Worthey, G. 1994, ApJS, **95**, 107
- Wolf, M. 1908, Pub. Ap. Inst. Konig. Heidelberg, vol. 3, no 5
- Yasuda, N., Ohomura, S. & Fukugita, M. 1995, ApJS, **96**, 359
- Young, J. S. & Scoville, N. 1982, ApJ, **260**, L41
- Young, J. S. & Scoville, N. 1991, ARA&A, **29**, 581
- Zaritsky, D., Elston, R. & Hill, J. M. 1989, AJ, **97**, 97
- Zaritsky, D. 1992, ApJ, **390**, 73

Zaritsky, D. 1993, *PASP*, **105**, 1006

Zaritsky, D., Kennicutt R. C. Jr. & Huchra, J. P. 1994, *ApJ*, **420**, 87

Zaritsky, D. 1995, *ApJ*, **448**, L17

Annexe A

simbias.c

Ce programme sert à simuler l'influence des effets de sélection sur l'estimation de la pente et de l'abondance centrale dans le cas d'une mesure de gradient d'abondance. Le programme permet le choix des paramètres suivants:

- -d: Le flux des régions H II varie d'un facteur 50 suivant une loi de densité $N(F)=F^{-2}$
- -g: La distribution en abondance est gaussienne pour un rayon donné
- -c: On mesure l'effet sur l'abondance centrale

Par défaut, le programme utilise un flux constant pour les régions H II, une distribution uniforme pour un rayon donné et on étudie l'effet sur la pente.


```

#include <stdio.h>
#include <stddef.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>
#include <string.h>
#define TINY 1.0e-20
#define EPS1 0.001
#define EPS2 1.0e-8
#define MAXIT 100
#define EPS 3.0e-7
#define FPMIN 1.0e-30
#define IA 16807
#define IM 2147483647
#define AM (1.0/IM)
#define IQ 127773
#define IR 2836
#define MASK 123459876

/* les arguments sont -d, -g, -p */
/* -d distribution de flux 1-50 loi x^-2 */
/* -g distribution gaussienne en abondance */
/* -c effet sur l'abondance centrale */
/* default: flux constant, distribution uniforme, effet sur la pente */

main( int argc, char * argv[] )
{
    double powy(double,double);
    double ran0(long *idum);
    double gasdev(long *idum);

    double    r,met,sn;
    register  j;
    int       npoint=400; /* nombre de regions par ajustement */
    int       nplimit=100*npoint;
    /* nombre maximal de regions tirees par ajustement */
    int       niter=400; /* nombre d'iteration par situation */
    long      idum=0;
    double    sigma=0.1; /* dispersion en abondance */
    float     sn_limit=5; /* rapport s/b limite */
    double    met_gradient, met_centre;
    double    flux, foh;
    double    eq_dif=0.5;
    double    sr, smet, srr, srmet, b, a, st2, t, r_moy;
    double    sb, sa;
    double    sp;
    double    dx=10.0;
    int       i, np, nr, nt;

```

```

for (met_centre=8.5; met_centre<=9.51; met_centre+=0.01)
{
  for (met_gradient=-0.01; met_gradient>=-0.051; met_gradient-=0.001)
  {
    sb=0;
    sa=0;
    nr=0;
    nt=0;
    sp=0;

    for (j=0;j<niter;j++)
    {
      sr=0;
      smet=0;
      srr=0;
      srmet=0;
      np=0;
      i=0;

      while ( (i<nplimit) && (np<npoint) )
      {
        i++;
        r=dx*ran0(&idum);

        if(!strcmp(argv[1],"-g") || !strcmp(argv[2],"-g")\\
        || !strcmp(argv[3],"-g"))
        {
          met=met_centre+met_gradient*r+sigma*gasdev(&idum);
        }
        else
        {
          met=met_centre+met_gradient*r+1.73*sigma*(2*ran0(&idum)-1);
        }

        flux=1000.;
        if(!strcmp(argv[1],"-d") || !strcmp(argv[2],"-d")\\
        || !strcmp(argv[3],"-d"))
        {
          flux=50.*flux/(1.+49.*powy(ran0(&idum), 0.333333));
        }

        foh=0.76*eq_dif*powy(10.,-2.5*(met-8.75));
        sn=sqrt(flux)*sqrt(foh/(1.+foh));

        if(sn>=sn_limit)
        {

```

```

        sr+=r;
        srr+=r*r;
        smet+=met;
        srmet+=met*r;
        np+=1;
    }

    sp=sp+i/npoint;

}
r_moy=sr/np;
b=(srmet-sr*smet/np)/(srr-sr*sr/np);
a=(smet-sr*b)/np;
sb+=b;
sa+=a;
nt+=np;
nr+=1;
}

if(!strcmp(argv[1],"-c") || !strcmp(argv[2],"-c")\ \
|| !strcmp(argv[3],"-c"))
{
    printf("%f %f %f %f\n",met_centre,met_centre-sa/nr,\ \
met_gradient, niter/sp);
}
else
{
    printf("%f %f %f %f\n",met_gradient,sb/nr,met_centre, niter/sp);
}

fflush(stdout); /* permet le defilement continu du texte */
}
}
}

double ran0(long *idum)
{
    long k;
    float ans;
    *idum ^= MASK;
    k=(*idum)/IQ;
    *idum=IA*(*idum-k*IQ)-IR*k;
    if (*idum < 0) *idum += IM;
    ans=AM*(*idum);
    *idum ^= MASK;

```

```
    return ans;
}

double gasdev(long *idum)
{
    double ran0(long *idum);
    static int iset=0;
    static float gset;
    float fac,rsq,v1,v2;
    if (iset==0)
    {
        do{
            v1=2.0*ran0(idum)-1.0;
            v2=2.0*ran0(idum)-1.0;
            rsq=v1*v1+v2*v2;
        } while (rsq >= 1.0 || rsq==0.0);

        fac=sqrt(-2.0*log(rsq)/rsq);
        gset=v1*fac;
        iset=1;
        return v2*fac;
    }
    else
    {
        iset=0;
        return gset;
    }
}

double powy(double x, double y)
{
    return exp(y*log(x));
}
```

Annexe B

mt.awk

Ce programme sert à réduire les tableaux de données sur les régions H II. Il procède au calcul du rapport signal sur bruit, de l'abondance et de la distance radiale des régions H II.

```

{
x=$8 #coordonnee en x
y=$9 #coordonnee en y
npx=$1 #nombre de pixels
a=$2 #nombre de compte en Halpha
b=$3 #nombre de compte en Hbeta
n=$4 #nombre de compte en [NII]
o=$5 #nombre de compte en [OIII]
v=$6 #nombre de compte en Vert
r=$7 #nombre de compte en Rouge

#nombre d'image Ha,Hb,[OIII],[NII],V,R
nia=6
nib=10
nio=15
nin=5
niv=5
nir=3

#contribution du fond de ciel en R et V
fr=(107.8+r)*nir
fv=(9.4+v)*niv

#facteurs d'echelle
car=0.135
cnr=0.1585
cbv=0.71
cov=1.29

#Bruit du au fond de ciel et au continu sous-jacent (ciel+source)

Qaf=10.46*nia+car*fr
Qbf=9.43*nib+cbv*fv
Qof=10.47*nio+cov*fv
Qnf=15.8*nin+cnr*fr

#Valeur du gain G
G=4.4
#Valeur du bruit de lecture [ADU]
Q=1.4

*****calcule le rapport signal sur bruit dans les raies*****
sna=a*nia*npx*G/sqrt( (a*nia+Qaf+G*Q^2)*npx*G)
snn=n*nin*npx*G/sqrt( (n*nin+Qnf+G*Q^2)*npx*G)
snb=b*nib*npx*G/sqrt( (b*nib+Qbf+G*Q^2)*npx*G)
sno=o*nio*npx*G/sqrt( (o*nio+Qof+G*Q^2)*npx*G)

```

```

# Constante de calibration ha/hb
kab= -0.4

# Constante de calibration [NII]/[OIII]
kno= -0.3304

# Constante de calibration [OIII]/Hb
kob= -0.1989

*****Calcul des coordonnees X,Y en seconde d'arc*****

#Position du centre en x
xc=506.5+0.01
#le 0.01 sert a eviter les divisions par zero->arret du programme

#position du centre en Y
yc=505.7

#angle d'inclinaison (degres) puis conversion en radian
an=75./57.3

#position sur l'axe majeur x,y
m0=(yc-259.)/(xc-450.)

d=(x-xc)**2+(y-yc)**2
m1=(y-yc)/(x-xc)
k=(m1-m0)/(1+m1*m0)
di=cos(atan2(k,1))**2 + (1/cos(an))**2 * sin(atan2(k,1))**2
di=sqrt(di*d)

*****Calcul de l'angle azimutal deprojete*****
tp=atan2(m0,1)

x1=(x-xc)*cos(tp)+(y-yc)*sin(tp) #coordonnees en X deprojete [Pixel]
y1=(y-yc)*cos(tp)-(x-xc)*sin(tp)
y1=y1/cos(an) #coordonnees en X deprojete [Pixel]

td=atan2(x1,y1)*57.3

#transformation en pc
dpc=di*77.65

#transformation en seconde d'arc
xp=(x-xc)*1.12
yp=(y-yc)*1.12

*****Systeme de coordonnees instrumental -> systeme reel*****

```

```

th=-34.4/57.3
xr=xp*cos(th)+yp*sin(th)
yr=yp*cos(th)-xp*sin(th)

# Rapport ha/hb et calcul de C
ab=log(a/b)/log(10.)+kab
c=(ab-0.456)/0.37
cr=0
if (c > 0) cr=c
#Applique la correction que si l'extinction est positive

# Rapport [NII]/[OIII] avec correction pour l'absorption
no=log(n/o)/log(10.)-cr*0.32+kno
on=-no

# Rapport [NII]/Ha avec correction pour l'absorption
na=log(n/a)/log(10.)+(kno+kob-kab)

# Rapport [OIII]+0.13/Hb avec correction pour l'absorption
ob=log(o/b)/log(10.)+0.125-cr*0.04+kob

# Transformation en abondance [Edmunds & Pagel 1984]
oh_ep=8.75-0.66*ob

# Transformation en abondance [Alloin ???]

if(on>0.18)
{
oh_a=8.77-0.214*on-0.407*on^2+0.406*on^3-0.118*on^4
}
else
{
oh_a=8.80-0.446*on+0.025*on^2+0.037*on^3
}

*****Calcul des valeurs residuelles*****
res=oh_a-(9.12-dpc*0.02158/1000)

*****Nettoyage du fichiers*****

#definit la valeur minimale du rapport signal sur bruit
snl=5.

# Verifie si le rapport signal sur bruit de chaque des raies
#est superieur a snl

```



```
snab=1/( (1/sna)^2+(1/snb)^2 )^.5
snob=1/( (1/sno)^2+(1/snb)^2 )^.5
snon=1/( (1/sno)^2+(1/snn)^2 )^.5
snna=1/( (1/sna)^2+(1/snn)^2 )^.5

*****Impression du tableau d'entree*****
#printf "%1.2f %1.2f %1.2f %1.2f ",a,b,o,n,
#printf "%1.2f %1.2f %1.2f %1.2f\n",sna,snb,sno,snn

if ( (snab>snl) && (snob>snl) && (snon>snl) && (sno>snl) )
{
    nr=nr+1

*****Impression de la table de travail finale*****

#printf "%2.0f %3.0f %3.0f ", nr,-xr,yr
#printf "%1.2f %1.2f ",ob,0.43/snob
#printf "%1.2f %1.2f %1.2f %1.2f ",no,0.43/snon,na,0.43/snna
#printf "%1.2f %1.2f %1.2f %1.2f\n",dpc/1000,c,0.43/0.37/snab,oh_a

#print x1*77.65/1000,y1*77.65/1000,res
#print x,y

}

}
```

Annexe C

mt.sim.ab.awk

Ce programme sert à évaluer la valeur de la constante $K_{H\alpha, H\beta}$ minimisant la dispersion résiduelle en abondance.

```
{
i=i+1
x0[i]=$8 #coordonnee en x
y0[i]=$9 #coordonnee en y
npx0[i]=$1 #nombre de pixels
a0[i]=$2 #nombre de compte en Halpha
b0[i]=$3 #nombre de compte en Hbeta
n0[i]=$5 #nombre de compte en [NII]
o0[i]=$4 #nombre de compte en [OIII]
v0[i]=$7 #nombre de compte en Vert
r0[i]=$6 #nombre de compte en Rouge
}
END{

for(ec=-1;ec<=1;ec+=0.01)
{
sr=0
srr=0
smet=0
srmet=0
np=0

# Constante de calibration ha/hb
kab= 0+ec
# Constante de calibration [NII]/[OIII]
kna=0.19
kob=-0.14
kno= kab+kna-kob

nia=3
nib=6
nio=7
nin=8
niv=3
nir=3
#Initialise la valeur du gain G
G=4.4
#Initilise la valeur du bruit de lecture ADU
Q=1.4

disy=0

for(j=1;j<=i;j++)
{
v=v0[j]
```

```

r=r0[j]
a=a0[j]
b=b0[j]
o=o0[j]
n=n0[j]
x=x0[j]
y=y0[j]
npx=np0[j]

```

```

#*****Calcul du Rapport S/B*****

```

```

# Calcule le le bruit provenant du fond de ciel et du continu sous-jacent
# Continu du fond de ciel dans le filtre, continu sous-jacent (ciel+sour

```

```

ca=(1./4.) # zero, optim+couleur, optim, manuel
cb=(1./2.2) # zero, optim, manuel
co=(1./1.25)
cn=(1./5.5)

```

```

fr=(61+r)*nir
fv=(11.7+v)*niv

```

```

Qaf=17.5*nia+ca*fr
Qbf=8.5*nib+cb*fv
Qof=15.6*nio+co*fv
Qnf=29.6*nin+cn*fr

```

```

#calcule le rapport signal sur bruit dans les raies
sna=a*nia*npx*G/sqrt( (a*nia+Qaf+G*Q^2)*npx*G )
snn=n*nin*npx*G/sqrt( (n*nin+Qnf+G*Q^2)*npx*G )
snb=b*nib*npx*G/sqrt( (b*nib+Qbf+G*Q^2)*npx*G )
sno=o*nio*npx*G/sqrt( (o*nio+Qof+G*Q^2)*npx*G )

```

```

# Rapport ha/hb et calcul de C
ab=log(a/b)/log(10.)*kab
c=(ab-0.456)/0.37
cr=0
if (c > 0) cr=c

```

```

# Rapport [NII]/[OIII] avec correction pour l'absorption
no=log(n/o)/log(10.)-cr*0.32+kno
on=-no

```

```

# Alloin avec une courbe

```

```

if(on>0.18)
{
oh_a=8.77-0.214*on-0.407*on^2+0.406*on^3-0.118*on^4
}
else
{
oh_a=8.80-0.446*on+0.025*on^2+0.037*on^3
}

#^^^^^^^^^Calcul des coordonnees X,Y en seconde^^^^^^^^^^^^^^^^

#Position du centre en x
xc=522.01
#position du centre en Y
yc=519.7
#angle d'inclinaison (degres) puis conversion en radian
an=71./57.3
#position sur l'axe majeur x,y
m0=(yc-230.)/(xc-276.)

d=(x-xc)^2+(y-yc)^2
m1=(y-yc)/(x-xc)
k=(m1-m0)/(1+m1*m0)
di=cos(atan2(k,1))^2 + (1/cos(an))^2 * sin(atan2(k,1))^2
di=sqrt(di*d)

#transformation en pc
dpc=di*31.41

#^^^^^^^^^^^^*Nettoyage du fichiers^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^

#definit la valeur minimale du rapport signal sur bruit
snl=5.

# Verifie si le rapport signal sur bruit de chaque des raies
#est superieur a snl

snab=1/((1/sna)^2+(1/snb)^2)^.5
snob=1/((1/sno)^2+(1/snb)^2)^.5
snon=1/((1/sno)^2+(1/snn)^2)^.5

if ( (snab>snl) && (snon>snl) && (snob>snl) )
{
sr+=dpc
srr+=dpc*dpc
}

```

```
        smet+=oh_a
        srmet+=oh_a*dpc
        np+=1
        ptoh[np]=oh_a
        ptr[np]=dpc
    }

}

    pt=(srmet-sr*smet/np)/(srr-sr*sr/np)
    ab=(smet-sr*pt)/np

for(k=1;k<=np;k++)
{
    disy=disy+(ptoh[k]-(ab+pt*ptr[k]) )^2
}

disy=sqrt(disy)/np

print  kab, disy, pt,ab
}
}
```

Annexe D

mt.sim.awk

Ce programme sert à simuler les effets des erreurs systématiques dans le cas des observations en imagerie monochromatique. Le programme fait varier aléatoirement les valeurs des facteurs d'échelle entre le continu et l'image monochromatique, ainsi que la constante d'étalonnage. Il calcule ensuite le gradient d'abondance et l'abondance centrale projetée résultants.

```

{
i=i+1
x0[i]=$8 #coordonnee en x
y0[i]=$9 #coordonnee en y
npx0[i]=$1 #nombre de pixels
a0[i]=$2 #nombre de compte en Halpha
b0[i]=$3 #nombre de compte en Hbeta
n0[i]=$5 #nombre de compte en [NII]
o0[i]=$4 #nombre de compte en [OIII]
v0[i]=$7 #nombre de compte en Vert
r0[i]=$6 #nombre de compte en Rouge

}
END{
srand()
for(tir=1;tir<=4000;tir++)
{
sr=0
srr=0
smet=0
srmet=0
np=0
efr=0.02 #erreur sur le continu rouge
efb=0.04 #erreur sur le continu visible
ec=0.432*0.05 #erreur sur les constante d'etallonage

ca=(1./4.)*efr*(2*rand-1)
cb=(1./2.2)*efb*(2*rand-1)
co=(1./1.25)*efb*(2*rand-1)
cn=(1./5.5)*efr*(2*rand-1)

# Constante de calibration ha/hb
kab= -0.3065+ec*(2*rand-1)
# Constante de calibration [NII]/[OIII]
kno= -0.174+ec*(2*rand-1)

for(j=1;j<=i;j++)
{

v=v0[j]
r=r0[j]
a=a0[j]+ca*r
b=b0[j]+cb*v
o=o0[j]+co*v
n=n0[j]+cn*r
x=x0[j]
y=y0[j]

```



```

npx=npx0[j]

#print v,r,a,b,o,n

*****Calcul du Rapport S/B*****

# Calcule le le bruit provenant du fond de ciel et du
# continu sous-jacent, du continu du fond de ciel dans
# le filtre

Qaf=17.5*3+ca*(61+r)*3
Qbf=8.5*6+cb*(11.7+v)*3
Qof=15.6*7+co*(11.7+v)*3
Qnf=29.6*8+cn*(61+r)*3

#Initialise la valeur du gain G
G=4.4
#Initilise la valeur du bruit de lecture ADU
Q=1.4

#calcule le rapport signal sur bruit dans les raies
sna=a*3*npx*G/sqrt( (a*3+Qaf+G*Q^2)*npx*G )
snn=n*8*npx*G/sqrt( (n*8+Qnf+G*Q^2)*npx*G )
snb=b*6*npx*G/sqrt( (b*6+Qbf+G*Q^2)*npx*G )
sno=o*7*npx*G/sqrt( (o*7+Qof+G*Q^2)*npx*G )

# Rapport ha/hb et calcul de C
ab=log(a/b)/log(10.)+kab
c=(ab-0.456)/0.37
cr=0
if (c > 0) cr=c

# Rapport [NII]/[OIII] avec correction pour l'absorption
no=log(n/o)/log(10.)-cr*0.32+kno
on=-no

# Alloin avec une courbe

if(on>0.18)
{
oh_a=8.77-0.214*on-0.407*on^2+0.406*on^3-0.118*on^4
}
else
{
oh_a=8.80-0.446*on+0.025*on^2+0.037*on^3
}

```

```

*****Calcul des coordonnees X,Y en seconde*****

#Position du centre en x
xc=522
#position du centre en Y
yc=519
#angle d'inclinaison (degres) puis conversion en radian
an=71./57.3
#position sur l'axe majeur x,y
m0=(yc-230.)/(xc-276.)

d=(x-xc)**2+(y-yc)**2
m1=(y-yc)/(x-xc)
k=(m1-m0)/(1+m1*m0)
di=cos(atan2(k,1))**2 + (1/cos(an))**2 * sin(atan2(k,1))**2
di=sqrt(di*d)

#transformation en pc
dpc=di*31.41
#transformation en seconde d'arc

***Nettoyage du fichiers*****

#definit la valeur minimale du rapport signal sur bruit
snl=5.

# Verifie si le rapport signal sur bruit de chaque des raies
#est superieur a snl

snab=1/( (1/sna)^2+(1/snb)^2 )^.5
snob=1/( (1/sno)^2+(1/snb)^2 )^.5
snon=1/( (1/sno)^2+(1/snn)^2 )^.5

if ( (snab>snl) && (snon>snl) && (snob>snl) )
{
  sr+=dpc
    srr+=dpc*dpc
    smet+=oh_a
    srmet+=oh_a*dpc
    np+=1
}
}

```

```
pt=(srmet-sr*smet/np)/(srr-sr*sr/np)
ab=(smet-sr*pt)/np

print pt*1000., ab, np
}
}
```

Annexe E

Réduction automatique des données MOS

Cette section comprend trois programmes servant à réduire automatiquement les données MOS. L'utilisateur devra avoir au préalable préparé deux fichiers de fentes: les fentes sur les objets et les fentes sur le fond de ciel. Ces fichiers comprennent les coordonnées en X du coté gauche et du coté droit de chaque fente.

E.0.1 fente.awk

Ce programme sert à découper, étalonner en longueur d'onde les spectres et corriger pour l'illumination les spectres des objets. Le nettoyage des entêtes se fait automatiquement. Le fichier d'entrée comprend les coordonnées des deux cotés de la fente en pixels, après correction de la distortion géométrique. Le programme donne aussi un numéro d'ordre à chacune des fentes.

```
{
#Nom de l'image de depart
im="f1"

#Nom du fichier de sortie
ty="ff1"

#l: coor X1 de la fente
#h: coor X2 de la fente
l=$1
h=$2
n++

#Decoupage et compression 1-D des spectres
printf("imcopy %s[%d:%d,1:2048] %s.%d\n",im,l,h,ty,n)
printf("imtrans %s.%d %s.%d\n", ty,n,ty,n)
printf("imcombine %s.%d %s.%dc reject=minmax project=yes\\
scale=none\n",ty,n,ty,n)
printf("imstack %s.%dc %s.%ds\n",ty,n,ty,n)
printf("imdel %s.%dc verify=no\n",ty,n)
printf("imdel %s.%d verify=no\n",ty,n)

#Netoyage de l'entete
printf("hedit %s.%ds.imh CRPIX1,CRPIX2 add=no delete=yes\\
verify=no\n",ty,n)
printf("hedit %s.%ds.imh CD1_1,CD1_2,CD2_1,CD2_2 add=no delete=yes\\
verify=no\n",ty,n)
printf("hedit %s.%ds.imh LTV1,LTV2,LTM1_1,LTM1_2,LTM2_1,LTM2_2\\
add=no delete=yes verify=no\n",ty,n)
printf("hedit %s.%ds.imh WATO_001,WAT1_001,WAT2_001 add=no\\
delete=yes verify=no\n",ty,n)

#Operation d'etalonnage en longueur d'onde
printf("refspect %s.%ds reference=c1.%ds\n",ty,n,n)
printf("dispcor %s.%ds %s.%dsc\n",ty,n,ty,n)
printf("imdel %s.%ds verify=no\n",ty,n)
```

```
#division par le flat, seulement pour les spectres objets  
printf("imarith %s.%dsc / lf_flis %s.%dr \n",ty,n,ty,n)  
}
```

E.0.2 ciel.awk

Ce programme sert à découper, étalonner en longueur d'onde les spectres et corriger pour l'illumination les spectres du fond de ciel. L'étape de l'étalonnage en longueur d'onde est faite à la main pour les spectres de référence. Le fichier d'entrée comprend les coordonnées des deux cotés de la fente en pixels, après correction de la distortion géométrique.

```
{
#Nom de l'image de depart
im="m2.3"

#Nom du fichier de sortie
ty="ci23"

#l: coor X1 de la fente
#h: coor X2 de la fente
l=$1
h=$2
n++

#decoupage de la fente
printf("imcopy %s[%d:%d,1:2048] %s.%d\n",im,l,h,ty,n)
printf("imtrans %s.%d %s.%d\n", ty,n,ty,n)
printf("hedit %s.%d.imh CRPIX1,CRPIX2 add=no delete=yes\\
verify=no\n",ty,n)
printf("hedit %s.%d.imh CD1_1,CD1_2,CD2_1,CD2_2 add=no delete=yes\\
verify=no\n",ty,n)
printf("hedit %s.%d.imh LTV1,LTV2,LTM1_1,LTM1_2,LTM2_1,LTM2_2 add=no\\
delete=yes verify=no\n",ty,n)
printf("hedit %s.%d.imh WAT0_001,WAT1_001,WAT2_001 add=no delete=yes\\
verify=no\n",ty,n)

#!!!etape a faire a la main sur les spectres de calibration!!!
#printf("identify %s.%d.imh\n",ty,n)
#printf("reidentify %s.%d.imh %s.%d.imh\n",ty,n,ty,n)
#printf("fitcoords %s.%d \n",ty,n)

#transformation de coordonnees x,y -> lambda
printf("transform %s.%d.imh %s.%dt.imh cci2.%d\n",ty,n,ty,n,n)

#Compression des spectre en 1-D
printf("imcombine %s.%dt.imh %s.%dc.imh reject=minmax project=yes\\
```

```
scale=none\n",ty,n,ty,n)
printf("imstack %s.%dc.imh %s.%ds.imh\n",ty,n,ty,n)
printf("imdel %s.%dc.imh verify=no\n",ty,n)
printf("imdel %s.%d.imh verify=no\n",ty,n)
printf("imdel %s.%dt.imh verify=no\n",ty,n)
}
```


E.0.3 ciel.sous.awk

Ce programme sert à soustraire le fond de ciel, à étalonner en flux et à combiner les spectres résultants pour chacune des expositions d'un même masque. Le programme utilise un facteur d'échelle qui varie pour chaque fente.

```
{
#Facteur d'echelle pour la soustraction du fond de ciel
f=$1/1120

#Nom generique du spectre n.1
ty="s31"
#Nom du ciel du spectre n.1
ciel="ci21.st"

n++

#soustraction en etalonnage en flux pour le spectre n.1
printf("sarith %s * %f temp.imh\n",ciel,f)
printf("sarith %s.%dsc - temp %s.%df.imh\n",ty,n,ty,n)
printf("imdel temp verify=no\n")
printf("calibrate %s.%df.imh %s.%dfc.imh exptime=3000\n",ty,n,ty,n)
printf("calibrate %s.%dsc.imh %s.%dsc.imh exptime=3000\n",ty,n,ty,n)

#Nom generique du spectre n.2
ty="s32"
#Nom du ciel du spectre n.2
ciel="ci32.st"

#soustraction en etalonnage en flux pour le spectre n.2
printf("sarith %s * %f temp.imh\n",ciel,f)
printf("sarith %s.%dsc - temp %s.%df.imh\n",ty,n,ty,n)
printf("imdel temp verify=no\n")
printf("calibrate %s.%df.imh %s.%dfc.imh exptime=3000\n",ty,n,ty,n)
printf("calibrate %s.%dsc.imh %s.%dsc.imh exptime=3000\n",ty,n,ty,n)

#Nom generique du spectre n.3
ty="s33"
#Nom du ciel du spectre n.3
ciel="ci33.st"

#soustraction en etalonnage en flux pour le spectre n.3
printf("sarith %s * %f temp.imh\n",ciel,f)
```

```
printf("sarith %s.%dsc - temp %s.%df.imh\n",ty,n,ty,n)
printf("imdel temp verify=no\n")
printf("calibrate %s.%df.imh %s.%dfc.imh exptime=3000\n",ty,n,ty,n)
printf("calibrate %s.%dsc.imh %s.%dsc.imh exptime=3000\n",ty,n,ty,n)

#combinaison des 3 spectres
printf("scombine s3?.%dfc.imh s3.%dtot.imh\n",n,n)
}
```

Annexe F

Tableaux de données sur les régions H II

Nous présentons ci-joint les rapports de raies et les abondances pour 585 régions H II. Nous donnons dans l'ordre le numéro d'identification de la région H II, les coordonnées en X (direction E) et en Y (direction N) en minutes d'arc à partir du centre de la galaxie, les rapports de raies en dex, la distance radiale en kiloparsecs, l'extinction logarithmique à $H\beta$ et l'abondance de l'oxygène en $12+\log O/H$.

Tableau F.1: Propriétés des régions H II de NGC 1068

No.	Position		Rapports de raies			R	$c(H\beta)$	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
1	40	-122	-0.77±0.03	1.03±0.02	-0.29±0.02	9.59	-0.10±0.05	9.24
2	-101	-65	0.32±0.02	-0.10±0.01	-0.36±0.01	9.31	0.36±0.05	8.76
3	-106	-55	0.33±0.04	-0.08±0.02	-0.34±0.03	9.24	0.49±0.11	8.76
4	-94	-58	0.29±0.04	-0.01±0.02	-0.31±0.03	8.57	0.60±0.13	8.79
5	-107	-47	0.69±0.07	-0.49±0.02	-0.39±0.03	8.93	1.25±0.21	8.61
6	-124	-46	0.06±0.03	-0.02±0.03	-0.54±0.03	10.04	0.13±0.09	8.79
7	-92	-17	0.28±0.04	-0.02±0.02	-0.32±0.04	6.89	0.31±0.13	8.79
8	-103	-38	0.14±0.04	-0.06±0.04	-0.36±0.06	8.32	-0.39±0.16	8.77
9	-98	-26	0.32±0.05	-0.07±0.02	-0.34±0.03	7.58	0.54±0.15	8.77
10	-107	-22	0.03±0.03	-0.06±0.03	-0.62±0.03	8.09	0.51±0.10	8.77
11	-101	-5	-0.03±0.05	0.06±0.03	-0.55±0.04	7.39	0.58±0.13	8.83
12	-92	4	0.21±0.04	-0.06±0.02	-0.44±0.03	6.64	0.65±0.13	8.77
13	-91	12	0.08±0.04	0.09±0.03	-0.41±0.04	6.53	0.21±0.13	8.84
14	-73	13	0.20±0.03	0.04±0.03	-0.35±0.04	5.28	0.02±0.12	8.82
15	-65	23	0.29±0.06	-0.15±0.03	-0.45±0.05	4.84	0.60±0.18	8.73
16	-63	30	0.28±0.04	-0.14±0.03	-0.44±0.04	4.88	0.11±0.13	8.74
17	-58	41	0.44±0.06	-0.03±0.02	-0.18±0.05	4.97	0.39±0.20	8.78
18	-92	22	0.02±0.03	-0.04±0.03	-0.61±0.03	6.70	0.67±0.10	8.78
19	-134	45	-0.72±0.06	0.59±0.08	-0.56±0.08	9.94	-0.40±0.16	9.06
20	-48	114	-0.75±0.05	0.63±0.05	-0.71±0.03	9.11	0.68±0.08	9.08
21	-55	134	-0.54±0.05	0.60±0.05	-0.53±0.05	10.72	0.10±0.13	9.07
22	-22	137	-0.80±0.02	0.69±0.02	-0.70±0.01	10.56	0.77±0.04	9.11
23	-31	138	-0.95±0.02	0.78±0.02	-0.76±0.01	10.68	0.66±0.03	9.14
24	78	90	-0.40±0.03	0.07±0.07	-0.66±0.08	9.45	-0.70±0.14	8.83
25	82	84	-0.18±0.03	-0.02±0.05	-0.78±0.06	9.32	-0.01±0.09	8.79

Tableau F.1: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
26	87	75	-0.14±0.04	-0.09±0.07	-0.81±0.07	9.08	0.34±0.13	8.76
27	104	75	-0.60±0.08	0.35±0.09	-0.84±0.07	10.00	0.94±0.18	8.96
28	132	51	0.09±0.03	-0.09±0.03	-0.58±0.04	10.77	0.14±0.10	8.76
29	124	35	0.04±0.01	-0.19±0.02	-0.73±0.02	9.69	0.16±0.05	8.72
30	131	43	0.00±0.02	-0.03±0.03	-0.60±0.03	10.39	-0.04±0.07	8.78
31	120	24	0.13±0.01	-0.31±0.01	-0.76±0.02	9.08	0.39±0.03	8.68
32	109	39	0.21±0.03	-0.29±0.04	-0.53±0.05	8.78	-0.34±0.11	8.68
33	93	24	-0.26±0.03	-0.12±0.08	-0.96±0.08	7.20	0.12±0.10	8.75
34	112	17	0.24±0.03	-0.31±0.03	-0.65±0.04	8.36	0.54±0.10	8.68
35	90	12	0.03±0.05	-0.06±0.05	-0.62±0.05	6.68	0.58±0.16	8.77
36	92	6	-0.03±0.05	-0.27±0.08	-0.88±0.09	6.72	0.44±0.15	8.69
37	105	12	0.01±0.01	-0.13±0.02	-0.71±0.02	7.75	0.18±0.04	8.74
38	84	32	-0.53±0.02	0.61±0.02	-0.48±0.02	6.83	-0.05±0.05	9.07
39	104	-13	-0.06±0.02	-0.14±0.04	-0.76±0.04	7.50	-0.08±0.08	8.74
40	99	-11	-0.09±0.02	0.14±0.02	-0.53±0.02	7.12	0.12±0.07	8.86
41	94	-7	-0.18±0.02	0.18±0.03	-0.58±0.03	6.79	-0.01±0.08	8.88
42	84	-18	0.44±0.02	-0.17±0.01	-0.32±0.02	6.08	0.14±0.06	8.72
43	72	-15	0.43±0.04	-0.47±0.04	-0.62±0.05	5.21	0.39±0.13	8.62
44	56	-25	0.18±0.02	0.14±0.01	-0.26±0.02	4.26	0.11±0.06	8.86
45	94	-51	-0.89±0.05	0.93±0.05	-0.38±0.04	7.47	-0.42±0.10	9.21
46	-47	-41	-0.51±0.01	0.48±0.01	-0.61±0.01	4.88	0.60±0.02	9.02
47	-48	-34	-0.18±0.02	0.24±0.02	-0.52±0.02	4.62	0.41±0.06	8.91
48	-54	-26	-0.25±0.01	0.04±0.02	-0.64±0.02	4.60	-0.42±0.04	8.82
49	-39	-16	-1.04±0.00	0.84±0.00	-0.78±0.00	3.21	0.70±0.00	9.17
50	-35	-10	-0.97±0.00	0.65±0.00	-0.91±0.00	2.72	0.64±0.00	9.09

Tableau F.1: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
51	-28	-18	-0.46±0.00	0.40±0.00	-0.65±0.00	2.55	0.74±0.01	8.98
52	-24	-37	-0.58±0.01	0.60±0.01	-0.58±0.00	3.53	1.00±0.02	9.07
53	-28	-34	-0.65±0.01	0.64±0.01	-0.60±0.00	3.53	1.12±0.02	9.09
54	-33	-38	-0.27±0.01	0.26±0.01	-0.59±0.01	4.03	0.74±0.04	8.92
55	-18	-55	-0.18±0.03	0.30±0.03	-0.36±0.04	4.64	-0.28±0.10	8.93
56	-28	-48	0.21±0.02	0.12±0.01	-0.26±0.02	4.44	0.18±0.06	8.85
57	-34	-44	0.13±0.02	0.04±0.01	-0.41±0.02	4.47	0.38±0.06	8.82
58	-34	-29	-0.68±0.01	0.57±0.01	-0.70±0.00	3.51	1.16±0.01	9.06
59	-17	-29	-0.55±0.00	0.53±0.00	-0.60±0.00	2.69	0.42±0.01	9.04
60	-12	-31	-0.53±0.01	0.59±0.01	-0.52±0.01	2.66	0.17±0.01	9.06
61	-6	-34	-0.59±0.00	0.71±0.00	-0.46±0.00	2.75	0.03±0.01	9.12
62	1	-31	-0.53±0.00	0.66±0.00	-0.42±0.00	2.42	-0.09±0.01	9.09
63	-6	-26	-0.42±0.00	0.49±0.00	-0.51±0.00	2.09	0.16±0.01	9.02
64	14	-35	-0.49±0.01	0.75±0.01	-0.19±0.01	2.78	-0.35±0.03	9.13
65	11	-25	-0.54±0.00	0.60±0.00	-0.31±0.00	2.00	-0.56±0.01	9.07
66	4	-24	-0.41±0.00	0.54±0.00	-0.38±0.00	1.84	-0.18±0.01	9.04
67	-44	-23	-0.46±0.01	0.26±0.01	-0.78±0.00	3.86	0.77±0.01	8.92
68	-53	-14	0.21±0.01	0.08±0.00	-0.29±0.01	4.10	0.43±0.03	8.84
69	-50	-4	-0.16±0.01	0.07±0.01	-0.67±0.01	3.67	0.44±0.04	8.83
70	-10	-12	-0.45±0.00	0.47±0.00	-0.57±0.00	1.21	0.72±0.00	9.01
71	-18	-9	-0.40±0.00	0.27±0.00	-0.72±0.00	1.54	0.76±0.01	8.92
72	-26	-1	-0.60±0.01	0.42±0.01	-0.77±0.00	1.92	1.02±0.01	8.99
73	-24	5	-0.58±0.00	0.38±0.00	-0.79±0.00	1.71	0.89±0.01	8.97
74	-17	9	-0.71±0.00	0.41±0.00	-0.89±0.00	1.33	0.99±0.01	8.99
75	22	-3	-0.40±0.00	0.61±0.00	-0.34±0.00	1.57	-0.07±0.00	9.07

Tableau F.1: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
76	14	5	-0.19±0.00	0.40±0.00	-0.38±0.00	1.09	0.27±0.00	8.98
77	2	9	-0.39±0.00	0.29±0.00	-0.68±0.00	0.76	0.52±0.00	8.93
78	-5	11	-0.88±0.00	0.63±0.00	-0.83±0.00	0.89	0.84±0.00	9.08
79	-4	7	-0.37±0.00	0.18±0.00	-0.78±0.00	0.55	0.48±0.00	8.88
80	-28	9	-0.34±0.00	-0.03±0.01	-0.96±0.01	2.04	0.74±0.01	8.79
81	-13	-0	-0.73±0.00	0.45±0.00	-0.87±0.00	0.96	1.04±0.00	9.00
82	1	26	-0.55±0.00	0.42±0.00	-0.72±0.00	2.06	0.56±0.01	8.99
83	-6	25	-0.40±0.01	0.22±0.01	-0.77±0.01	1.91	0.51±0.02	8.90
84	31	8	-0.18±0.00	0.24±0.00	-0.38±0.00	2.44	-0.37±0.01	8.91
85	24	26	-0.08±0.00	0.18±0.00	-0.49±0.00	2.78	0.35±0.01	8.88
86	18	28	0.04±0.01	0.14±0.01	-0.40±0.01	2.68	0.01±0.04	8.86
87	43	-7	-0.26±0.00	0.34±0.00	-0.27±0.01	3.12	-0.63±0.01	8.95
88	42	-20	-0.02±0.01	0.33±0.01	-0.17±0.01	3.21	-0.26±0.03	8.95
89	48	-21	0.02±0.01	0.27±0.01	-0.16±0.02	3.67	-0.36±0.06	8.92
90	36	-11	-0.06±0.01	0.18±0.01	-0.13±0.01	2.65	-0.89±0.04	8.88
91	41	-30	-0.29±0.01	0.56±0.01	-0.17±0.01	3.57	-0.37±0.04	9.05
92	30	-20	-0.12±0.01	0.32±0.01	-0.07±0.01	2.51	-0.85±0.03	8.94
93	25	-16	-0.13±0.00	0.41±0.00	-0.15±0.01	2.04	-0.41±0.02	8.98
94	28	-29	-0.29±0.01	0.43±0.01	-0.13±0.02	2.88	-0.82±0.06	9.00
95	21	-25	-0.18±0.01	0.35±0.01	-0.22±0.01	2.36	-0.51±0.03	8.96
96	45	10	-0.22±0.01	0.31±0.01	-0.40±0.01	3.42	-0.23±0.02	8.94
97	-25	24	-0.16±0.01	-0.12±0.01	-0.87±0.02	2.44	0.82±0.03	8.75
98	-25	31	-0.29±0.01	0.08±0.02	-0.80±0.02	2.84	0.32±0.04	8.84
99	-17	30	0.00±0.03	-0.27±0.03	-0.86±0.03	2.51	1.20±0.09	8.69
100	-8	34	0.04±0.02	-0.27±0.04	-0.81±0.04	2.66	0.34±0.07	8.69

Tableau F.1: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
101	-17	40	0.07 \pm 0.04	-0.24 \pm 0.07	-0.76 \pm 0.07	3.20	0.26 \pm 0.14	8.70
102	-51	12	0.07 \pm 0.03	0.12 \pm 0.03	-0.28 \pm 0.04	3.73	-0.30 \pm 0.12	8.85
103	-38	19	0.31 \pm 0.02	-0.15 \pm 0.02	-0.42 \pm 0.02	2.96	0.40 \pm 0.08	8.73
104	-35	28	0.08 \pm 0.05	-0.17 \pm 0.04	-0.68 \pm 0.04	3.11	0.87 \pm 0.14	8.73
105	10	-36	-0.47 \pm 0.01	0.73 \pm 0.01	-0.21 \pm 0.01	2.78	-0.30 \pm 0.03	9.13
106	7	-43	-0.31 \pm 0.02	0.51 \pm 0.01	-0.33 \pm 0.02	3.31	-0.15 \pm 0.05	9.03
107	-1	-48	-0.33 \pm 0.02	0.56 \pm 0.02	-0.31 \pm 0.03	3.70	-0.11 \pm 0.08	9.05
108	-2	-41	-0.35 \pm 0.01	0.62 \pm 0.01	-0.31 \pm 0.01	3.23	0.18 \pm 0.03	9.08
109	-9	-42	-0.33 \pm 0.01	0.50 \pm 0.01	-0.42 \pm 0.01	3.41	0.29 \pm 0.04	9.02
110	68	13	0.33 \pm 0.02	0.11 \pm 0.01	-0.08 \pm 0.02	5.14	-0.18 \pm 0.08	8.85
111	70	32	-0.15 \pm 0.03	0.13 \pm 0.04	-0.42 \pm 0.06	5.90	-0.51 \pm 0.13	8.86
112	59	22	-0.15 \pm 0.01	0.32 \pm 0.01	-0.41 \pm 0.02	4.78	-0.01 \pm 0.05	8.94
113	54	17	0.12 \pm 0.01	0.05 \pm 0.01	-0.36 \pm 0.01	4.26	-0.14 \pm 0.04	8.82
114	57	33	-0.28 \pm 0.03	0.40 \pm 0.03	-0.35 \pm 0.04	5.09	-0.30 \pm 0.12	8.98
115	52	29	-0.05 \pm 0.04	0.23 \pm 0.03	-0.32 \pm 0.05	4.62	-0.21 \pm 0.14	8.90
116	45	22	-0.07 \pm 0.01	0.26 \pm 0.01	-0.32 \pm 0.01	3.81	-0.19 \pm 0.03	8.92
117	58	40	-0.37 \pm 0.04	0.27 \pm 0.05	-0.41 \pm 0.07	5.52	-0.73 \pm 0.16	8.92
118	27	19	0.18 \pm 0.00	0.11 \pm 0.00	-0.27 \pm 0.01	2.61	-0.07 \pm 0.02	8.85
119	41	1	0.04 \pm 0.00	0.19 \pm 0.00	-0.18 \pm 0.00	2.94	-0.49 \pm 0.01	8.88
120	35	26	-0.05 \pm 0.01	0.17 \pm 0.01	-0.46 \pm 0.01	3.38	0.11 \pm 0.02	8.87
121	24	-51	-0.34 \pm 0.02	0.11 \pm 0.04	-0.46 \pm 0.05	4.11	-0.95 \pm 0.10	8.85
122	21	-37	-0.26 \pm 0.02	0.43 \pm 0.02	-0.11 \pm 0.03	3.10	-0.80 \pm 0.08	8.99
123	17	-9	-0.27 \pm 0.00	0.56 \pm 0.00	-0.29 \pm 0.00	1.30	0.00 \pm 0.01	9.05
124	12	-13	-0.29 \pm 0.00	0.58 \pm 0.00	-0.25 \pm 0.00	1.25	-0.10 \pm 0.01	9.06
125	11	-5	-0.33 \pm 0.00	0.53 \pm 0.00	-0.21 \pm 0.00	0.88	-0.44 \pm 0.01	9.04

Tableau F.1: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
126	18	-16	-0.34 \pm 0.00	0.57 \pm 0.00	-0.24 \pm 0.00	1.67	-0.32 \pm 0.01	9.05
127	2	-14	-0.20 \pm 0.00	0.40 \pm 0.00	-0.38 \pm 0.00	1.12	0.35 \pm 0.01	8.98
128	-3	-18	-0.35 \pm 0.00	0.45 \pm 0.00	-0.49 \pm 0.00	1.40	0.45 \pm 0.01	9.00
129	2	-10	-0.12 \pm 0.00	0.42 \pm 0.00	-0.22 \pm 0.00	0.78	-0.16 \pm 0.01	8.99
130	46	49	-0.19 \pm 0.04	0.37 \pm 0.04	-0.41 \pm 0.05	5.30	0.04 \pm 0.14	8.96
131	34	43	0.00 \pm 0.03	0.14 \pm 0.03	-0.44 \pm 0.03	4.33	0.12 \pm 0.10	8.86
132	39	66	-0.44 \pm 0.03	0.44 \pm 0.02	-0.59 \pm 0.02	6.14	0.63 \pm 0.07	9.00
133	27	78	-0.38 \pm 0.05	0.47 \pm 0.05	-0.50 \pm 0.05	6.55	0.32 \pm 0.15	9.01
134	-3	92	-0.45 \pm 0.05	0.33 \pm 0.08	-0.70 \pm 0.08	7.12	-0.02 \pm 0.16	8.95
135	2	-2	0.18 \pm 0.00	0.16 \pm 0.00	-0.23 \pm 0.00	0.20	-0.02 \pm 0.00	8.87

Tableau F.2: Propriétés des régions H II de NGC 2460

No.	Position		Rapports de raies			R	$c(H\beta)$	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
1	100	23	0.13±0.06	0.01±0.05	-0.41±0.03	14.69	-0.06±0.11	8.81
2	76	51	0.57±0.03	-0.45±0.02	-0.39±0.02	13.92	-0.21±0.07	8.62
3	69	59	0.29±0.02	-0.41±0.02	-0.63±0.01	13.97	-0.19±0.05	8.64
4	64	61	-0.19±0.06	0.13±0.05	-0.41±0.02	13.61	-0.64±0.09	8.86
5	41	57	0.62±0.05	-0.62±0.03	-0.44±0.03	10.68	-0.38±0.12	8.56
6	33	16	0.14±0.06	0.01±0.04	-0.43±0.02	5.53	0.19±0.13	8.80
7	29	9	-0.02±0.04	0.25±0.03	-0.34±0.01	4.42	-0.00±0.08	8.91
8	17	11	0.04±0.03	0.22±0.02	-0.32±0.01	3.07	0.50±0.06	8.90
9	13	25	-0.08±0.02	0.25±0.02	-0.42±0.01	4.18	0.11±0.03	8.91
10	4	17	-0.15±0.03	0.39±0.02	-0.34±0.00	2.53	0.45±0.04	8.98
11	-5	15	-0.05±0.02	0.30±0.01	-0.34±0.00	1.95	0.68±0.04	8.93
12	-11	50	-0.00±0.04	0.24±0.03	-0.34±0.01	6.52	0.03±0.07	8.91
13	-15	14	0.13±0.05	0.25±0.03	-0.21±0.01	2.34	0.62±0.11	8.91
14	-20	23	-0.57±0.06	0.78±0.05	-0.36±0.01	3.45	-0.04±0.04	9.15
15	-53	14	-0.48±0.05	0.29±0.05	-0.49±0.02	6.89	-0.76±0.06	8.93
16	-59	32	-0.16±0.05	0.03±0.04	-0.43±0.02	7.85	-0.77±0.09	8.81
17	-69	31	0.07±0.03	0.08±0.02	-0.38±0.01	9.10	-0.15±0.06	8.83
18	-93	68	-0.17±0.06	0.42±0.05	-0.33±0.01	13.36	0.03±0.09	8.99
19	-105	62	-0.28±0.06	0.44±0.05	-0.42±0.01	14.25	0.05±0.08	9.00
20	-110	75	0.13±0.07	-0.48±0.06	-0.79±0.04	15.44	-0.40±0.14	8.61
21	-125	62	0.42±0.03	-0.58±0.02	-0.66±0.02	16.53	-0.22±0.08	8.57

Tableau F.3: Propriétés des régions H II de NGC 2841

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
1	24	18	-0.15 \pm 0.00	0.41 \pm 0.00	-0.33 \pm 0.03	2.75	0.18 \pm 0.17	8.98
2	32	18	-0.12 \pm 0.00	0.35 \pm 0.00	-0.35 \pm 0.03	2.99	0.30 \pm 0.18	8.96
3	43	16	-0.07 \pm 0.00	0.27 \pm 0.00	-0.40 \pm 0.02	3.25	0.90 \pm 0.21	8.92
4	49	12	-0.31 \pm 0.00	0.53 \pm 0.00	-0.37 \pm 0.02	3.26	0.55 \pm 0.12	9.04
5	39	-15	-0.19 \pm 0.00	0.43 \pm 0.00	-0.35 \pm 0.02	3.01	0.55 \pm 0.16	9.00
6	79	25	-0.04 \pm 0.00	0.19 \pm 0.00	-0.45 \pm 0.03	5.68	0.96 \pm 0.22	8.88
7	70	3	-0.29 \pm 0.00	0.53 \pm 0.00	-0.34 \pm 0.02	4.06	0.55 \pm 0.13	9.04
8	68	-8	-0.41 \pm 0.00	0.51 \pm 0.00	-0.48 \pm 0.02	4.12	0.50 \pm 0.10	9.03
9	72	-15	-0.10 \pm 0.00	0.25 \pm 0.00	-0.44 \pm 0.03	4.63	0.67 \pm 0.20	8.91
10	117	6	-0.11 \pm 0.00	0.27 \pm 0.00	-0.43 \pm 0.03	6.83	0.94 \pm 0.19	8.92
11	114	-33	-0.45 \pm 0.00	0.63 \pm 0.00	-0.40 \pm 0.02	7.95	0.50 \pm 0.09	9.08
12	155	11	-0.27 \pm 0.00	0.45 \pm 0.00	-0.41 \pm 0.02	9.12	0.55 \pm 0.13	9.00
13	155	1	-0.09 \pm 0.00	0.31 \pm 0.00	-0.38 \pm 0.03	9.02	0.80 \pm 0.20	8.94
14	79	-32	-0.09 \pm 0.00	0.39 \pm 0.00	-0.28 \pm 0.03	6.24	0.50 \pm 0.20	8.98
15	66	-47	-0.04 \pm 0.00	0.34 \pm 0.00	-0.29 \pm 0.04	7.32	0.34 \pm 0.22	8.95
16	86	-14	-0.09 \pm 0.00	0.42 \pm 0.00	-0.26 \pm 0.03	5.35	0.62 \pm 0.20	8.99
17	134	25	-0.24 \pm 0.00	0.42 \pm 0.00	-0.41 \pm 0.03	8.46	0.52 \pm 0.15	8.99
18	18	-47	-0.12 \pm 0.00	0.47 \pm 0.00	-0.18 \pm 0.04	6.28	-0.15 \pm 0.19	9.01
19	93	21	-0.22 \pm 0.00	0.46 \pm 0.00	-0.34 \pm 0.02	6.11	0.72 \pm 0.15	9.01
20	24	46	-0.27 \pm 0.00	0.52 \pm 0.00	-0.25 \pm 0.03	6.21	-0.19 \pm 0.14	9.04
21	136	-4	-0.17 \pm 0.00	0.36 \pm 0.00	-0.39 \pm 0.03	7.95	0.62 \pm 0.17	8.96
22	91	18	-0.13 \pm 0.00	0.40 \pm 0.00	-0.32 \pm 0.02	5.79	0.73 \pm 0.18	8.98
23	-130	22	-0.15 \pm 0.00	0.44 \pm 0.00	-0.30 \pm 0.03	8.13	0.88 \pm 0.18	9.00
24	-88	2	-0.59 \pm 0.00	0.68 \pm 0.00	-0.50 \pm 0.01	5.12	0.84 \pm 0.07	9.10
25	-95	-3	-0.20 \pm 0.00	0.31 \pm 0.00	-0.48 \pm 0.03	5.52	1.07 \pm 0.16	8.94

Tableau F.3: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
26	-106	-14	-0.08 \pm 0.00	0.43 \pm 0.00	-0.24 \pm 0.03	6.43	1.16 \pm 0.22	9.00
27	-83	37	-0.24 \pm 0.00	0.44 \pm 0.00	-0.38 \pm 0.03	6.84	0.54 \pm 0.15	9.00
28	-82	31	-0.08 \pm 0.00	0.33 \pm 0.00	-0.34 \pm 0.02	6.29	1.34 \pm 0.22	8.95
29	-74	23	-0.64 \pm 0.00	0.87 \pm 0.00	-0.36 \pm 0.01	5.28	0.70 \pm 0.06	9.18
30	-60	35	-0.74 \pm 0.00	0.90 \pm 0.00	-0.43 \pm 0.01	5.82	0.31 \pm 0.05	9.19
31	-64	19	-0.43 \pm 0.00	0.65 \pm 0.00	-0.36 \pm 0.02	4.50	0.76 \pm 0.10	9.09
32	-62	12	-0.22 \pm 0.00	0.45 \pm 0.00	-0.37 \pm 0.03	3.95	0.71 \pm 0.16	9.00
33	-58	-1	-0.36 \pm 0.00	0.57 \pm 0.00	-0.38 \pm 0.02	3.37	1.11 \pm 0.11	9.06
34	-95	-33	-0.12 \pm 0.00	0.49 \pm 0.00	-0.21 \pm 0.04	7.06	0.39 \pm 0.20	9.02
35	-39	-48	-0.42 \pm 0.00	0.66 \pm 0.00	-0.28 \pm 0.03	6.82	-0.16 \pm 0.12	9.09
36	-60	6	-0.22 \pm 0.00	0.55 \pm 0.00	-0.26 \pm 0.03	3.54	0.77 \pm 0.16	9.05

Tableau F.4: Propriétés des régions H II de NGC 3351

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
1	-2	3	-1.11±0.00	1.09±0.00	-0.60±0.00	0.24	0.62±0.00	9.27
2	5	3	-0.23±0.00	0.54±0.00	-0.28±0.00	0.32	0.65±0.00	9.04
3	141	-62	0.17±0.01	0.06±0.01	-0.35±0.00	11.60	0.17±0.02	8.83
4	116	-23	-0.11±0.01	0.42±0.01	-0.27±0.00	8.57	0.09±0.02	8.99
5	101	-27	-0.98±0.06	1.43±0.06	-0.13±0.00	7.64	0.65±0.06	9.38
6	91	-72	-0.32±0.02	0.65±0.02	-0.26±0.00	8.81	0.51±0.03	9.09
7	77	-96	-0.57±0.01	0.77±0.01	-0.38±0.00	9.09	0.27±0.01	9.14
8	49	-64	-2.03±0.05	2.25±0.05	-0.36±0.00	5.89	0.25±0.01	9.51
9	44	-80	-1.58±0.05	1.76±0.05	-0.36±0.00	6.49	-0.12±0.01	9.46
10	35	-60	-1.02±0.06	1.32±0.06	-0.28±0.00	5.00	0.67±0.02	9.35
11	26	-54	-0.68±0.02	0.90±0.02	-0.37±0.00	4.17	0.54±0.02	9.20
12	5	-59	-1.03±0.03	1.10±0.03	-0.51±0.00	3.61	0.29±0.01	9.27
13	-4	-75	-1.22±0.04	1.26±0.04	-0.54±0.00	4.29	0.30±0.01	9.33
14	-18	-53	-0.59±0.03	0.74±0.03	-0.44±0.00	2.87	0.51±0.03	9.13
15	-24	-60	-0.35±0.02	0.69±0.02	-0.25±0.00	3.25	0.69±0.02	9.11
16	-32	-50	-0.59±0.03	0.77±0.03	-0.41±0.00	2.91	0.61±0.03	9.14
17	-42	-56	-0.87±0.07	1.00±0.07	-0.46±0.00	3.40	0.44±0.02	9.23
18	-52	-59	-1.20±0.05	1.36±0.05	-0.42±0.00	3.86	0.14±0.01	9.36
19	-57	-36	-1.52±0.04	1.72±0.04	-0.39±0.00	3.66	0.49±0.02	9.45
20	-65	-39	-0.78±0.02	1.00±0.02	-0.36±0.00	4.14	0.26±0.01	9.24
21	-71	-31	-0.93±0.01	1.00±0.01	-0.51±0.00	4.49	0.29±0.01	9.24
22	-80	-23	-0.86±0.01	0.99±0.01	-0.46±0.00	5.11	0.45±0.00	9.23
23	-89	-30	-0.96±0.02	1.07±0.02	-0.47±0.00	5.64	0.37±0.01	9.26
24	-100	-79	-0.48±0.00	0.70±0.00	-0.37±0.00	6.62	0.18±0.00	9.11
25	-115	-22	-0.92±0.03	1.21±0.03	-0.29±0.00	7.46	0.23±0.02	9.31

Tableau F.4: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
26	119	112	-0.34 \pm 0.03	0.35 \pm 0.03	-0.36 \pm 0.01	8.22	-0.55 \pm 0.03	8.96
27	113	99	-0.35 \pm 0.01	0.61 \pm 0.01	-0.32 \pm 0.00	7.64	0.00 \pm 0.01	9.07
28	102	132	-0.73 \pm 0.03	0.88 \pm 0.03	-0.37 \pm 0.00	8.13	-0.15 \pm 0.02	9.19
29	89	110	-0.10 \pm 0.03	0.42 \pm 0.02	-0.25 \pm 0.01	6.92	-0.02 \pm 0.04	8.99
30	79	76	-0.15 \pm 0.03	0.43 \pm 0.03	-0.30 \pm 0.01	5.52	0.21 \pm 0.04	8.99
31	73	101	-0.94 \pm 0.06	0.97 \pm 0.06	-0.55 \pm 0.01	6.07	0.08 \pm 0.03	9.22
32	30	72	-0.52 \pm 0.02	0.73 \pm 0.02	-0.38 \pm 0.01	3.91	-0.00 \pm 0.03	9.12
33	15	75	-0.70 \pm 0.02	0.79 \pm 0.02	-0.50 \pm 0.00	4.10	0.33 \pm 0.01	9.15
34	-2	64	-0.71 \pm 0.03	0.82 \pm 0.03	-0.48 \pm 0.00	3.78	0.32 \pm 0.02	9.16
35	-18	106	-0.76 \pm 0.05	0.96 \pm 0.05	-0.39 \pm 0.01	6.83	0.15 \pm 0.02	9.22
36	-31	101	-1.30 \pm 0.03	1.40 \pm 0.03	-0.49 \pm 0.00	7.02	0.27 \pm 0.01	9.37
37	-44	93	-0.23 \pm 0.02	0.57 \pm 0.02	-0.25 \pm 0.01	7.20	0.04 \pm 0.03	9.05
38	-58	83	-0.99 \pm 0.03	1.15 \pm 0.03	-0.43 \pm 0.00	7.39	0.18 \pm 0.01	9.29
39	-66	81	0.06 \pm 0.02	0.38 \pm 0.01	-0.14 \pm 0.01	7.73	0.03 \pm 0.03	8.97
40	-79	77	-0.15 \pm 0.01	0.38 \pm 0.01	-0.35 \pm 0.00	8.26	0.18 \pm 0.02	8.97
41	126	163	-0.37 \pm 0.04	0.46 \pm 0.03	-0.46 \pm 0.01	10.06	-0.08 \pm 0.04	9.01
42	104	137	0.02 \pm 0.01	0.37 \pm 0.01	-0.19 \pm 0.00	8.38	0.01 \pm 0.02	8.97
43	89	162	-0.36 \pm 0.04	0.47 \pm 0.04	-0.32 \pm 0.01	9.05	-0.39 \pm 0.04	9.01
44	75	151	-0.79 \pm 0.02	0.99 \pm 0.02	-0.36 \pm 0.00	8.31	-0.06 \pm 0.01	9.23
45	59	179	-0.35 \pm 0.07	0.55 \pm 0.07	-0.35 \pm 0.01	9.65	-0.06 \pm 0.03	9.05
46	19	161	-0.05 \pm 0.01	0.21 \pm 0.01	-0.42 \pm 0.00	8.97	0.17 \pm 0.01	8.89
47	16	161	-0.58 \pm 0.01	0.83 \pm 0.01	-0.34 \pm 0.00	9.04	0.12 \pm 0.01	9.17
48	11	161	-0.79 \pm 0.04	0.91 \pm 0.04	-0.46 \pm 0.00	9.14	0.17 \pm 0.02	9.20
49	-12	190	-0.08 \pm 0.02	0.27 \pm 0.01	-0.39 \pm 0.01	11.48	0.11 \pm 0.03	8.92
50	-54	166	-0.19 \pm 0.00	0.20 \pm 0.00	-0.38 \pm 0.00	11.66	-0.50 \pm 0.01	8.89

Tableau F.4: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
51	-60	168	0.08 \pm 0.01	0.08 \pm 0.01	-0.43 \pm 0.00	12.03	-0.00 \pm 0.02	8.83
52	-67	147	-0.12 \pm 0.02	0.30 \pm 0.02	-0.41 \pm 0.01	11.21	0.08 \pm 0.03	8.93
53	-84	140	0.03 \pm 0.01	0.18 \pm 0.01	-0.37 \pm 0.01	11.72	0.05 \pm 0.03	8.88

Tableau F.5: Propriétés des régions H II de NGC 3368

No.	Position		Rapports de raies			R	$c(\text{H}\beta)$	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
1	88	-62	0.14±0.06	-0.12±0.05	-0.56±0.04	4.31	0.61±0.15	8.75
2	112	95	-0.00±0.04	0.33±0.03	-0.26±0.02	8.15	0.32±0.10	8.95
3	96	131	-0.10±0.07	0.38±0.05	-0.30±0.03	8.95	0.38±0.12	8.97
4	56	155	0.25±0.08	0.09±0.05	-0.24±0.04	8.66	0.41±0.21	8.84
5	-8	136	-0.06±0.04	0.40±0.03	-0.24±0.02	6.39	0.06±0.08	8.98
6	38	19	0.04±0.06	0.49±0.04	-0.06±0.02	2.29	0.13±0.13	9.02
7	31	31	0.05±0.08	0.44±0.05	-0.09±0.03	2.44	0.23±0.18	9.00
8	26	46	-0.05±0.05	0.49±0.04	-0.14±0.02	2.87	0.00±0.09	9.02
9	21	49	-0.14±0.05	0.53±0.05	-0.19±0.02	2.83	0.03±0.10	9.04
10	-1	63	-0.15±0.06	0.71±0.05	-0.02±0.02	2.97	0.05±0.11	9.12
11	-30	51	0.06±0.05	0.42±0.04	-0.11±0.02	2.39	0.27±0.12	8.99
12	-34	42	-0.12±0.03	0.51±0.02	-0.19±0.01	2.12	0.43±0.05	9.03
13	-28	33	0.12±0.05	0.37±0.03	-0.09±0.02	1.72	0.40±0.12	8.97
14	-28	26	0.13±0.05	0.35±0.03	-0.10±0.02	1.49	0.53±0.12	8.96
15	-42	20	-0.23±0.06	0.40±0.06	-0.41±0.02	1.96	0.14±0.10	8.98
16	-37	13	-0.01±0.06	0.29±0.05	-0.30±0.02	1.71	0.43±0.13	8.93
17	-31	6	0.07±0.06	0.29±0.04	-0.13±0.03	1.45	-0.25±0.13	8.93
18	-49	9	-0.05±0.08	0.10±0.08	-0.50±0.06	2.28	-0.09±0.16	8.85
19	-32	-42	-0.10±0.08	0.15±0.06	-0.55±0.03	2.94	0.87±0.15	8.87
20	-2	-72	0.10±0.07	0.01±0.04	-0.47±0.03	3.44	0.76±0.15	8.81
21	14	-69	-0.08±0.05	0.20±0.04	-0.47±0.01	3.12	0.96±0.10	8.89
22	17	-63	-0.12±0.04	0.26±0.04	-0.45±0.01	2.83	0.56±0.08	8.92
23	24	-58	-0.28±0.05	0.43±0.04	-0.43±0.01	2.62	0.76±0.07	9.00
24	34	-44	-0.47±0.02	0.58±0.02	-0.48±0.00	2.19	0.47±0.02	9.06
25	40	-36	-0.12±0.05	0.37±0.04	-0.34±0.01	2.11	0.89±0.09	8.97

Tableau F.6: Propriétés des régions H II de NGC 4258

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
1	69	127	0.69±0.01	-1.01±0.01	-0.92±0.01	9.81	0.99±0.04	8.43
2	80	258	0.44±0.01	-0.62±0.01	-0.77±0.01	14.58	0.57±0.02	8.56
3	77	245	0.36±0.03	-0.57±0.03	-0.80±0.03	13.89	0.41±0.07	8.58
4	83	238	0.29±0.04	-0.33±0.04	-0.63±0.03	14.24	0.59±0.10	8.67
5	82	212	0.33±0.03	-0.43±0.03	-0.69±0.03	13.39	0.46±0.08	8.63
6	79	198	0.44±0.02	-0.65±0.02	-0.79±0.02	12.73	0.51±0.05	8.55
7	193	85	0.56±0.03	-0.84±0.05	-0.86±0.05	21.94	0.31±0.09	8.49
8	131	-12	0.10±0.04	0.03±0.03	-0.45±0.02	14.01	0.20±0.07	8.81
9	126	-59	0.27±0.06	-0.28±0.05	-0.59±0.05	13.23	0.27±0.13	8.69
10	117	-291	-0.06±0.04	0.05±0.03	-0.59±0.02	14.19	0.44±0.06	8.82
11	-13	-425	0.55±0.05	-0.61±0.04	-0.64±0.04	16.17	0.44±0.12	8.56
12	-43	-378	0.18±0.05	-0.29±0.05	-0.69±0.04	15.91	0.23±0.10	8.68
13	-42	-357	0.06±0.07	-0.03±0.06	-0.55±0.04	15.08	0.34±0.13	8.79
14	-57	-334	0.15±0.04	-0.13±0.04	-0.56±0.02	15.25	0.39±0.08	8.74
15	-127	-362	0.86±0.01	-1.37±0.02	-1.10±0.02	21.71	0.58±0.03	8.34
16	-96	-268	0.29±0.05	-0.42±0.05	-0.71±0.04	16.24	0.48±0.11	8.63
17	-105	-254	0.60±0.05	-0.80±0.05	-0.79±0.05	16.60	0.45±0.12	8.50
18	-98	-237	0.11±0.04	-0.06±0.03	-0.53±0.02	15.50	0.49±0.07	8.78
19	-82	-223	-0.22±0.06	0.26±0.06	-0.55±0.02	13.70	0.75±0.08	8.92
20	-89	-215	0.18±0.02	-0.15±0.01	-0.56±0.01	14.07	0.81±0.03	8.73
21	-87	-207	-0.14±0.04	0.22±0.03	-0.51±0.01	13.63	0.47±0.05	8.90
22	-122	-231	-0.31±0.06	0.27±0.06	-0.62±0.02	17.62	0.51±0.06	8.92
23	-110	-224	-0.10±0.05	0.06±0.05	-0.63±0.03	16.28	0.32±0.07	8.83
24	-108	-216	-0.01±0.04	0.03±0.04	-0.57±0.02	15.85	0.45±0.07	8.81
25	-100	-212	0.02±0.04	-0.01±0.03	-0.58±0.02	15.06	0.80±0.07	8.80

Tableau F.6: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
26	-96	-204	0.01±0.03	0.03±0.03	-0.55±0.01	14.38	0.75±0.05	8.81
27	-116	-198	0.04±0.06	-0.06±0.06	-0.60±0.04	16.16	0.14±0.11	8.77
28	-159	-228	0.60±0.02	-0.86±0.03	-0.85±0.03	21.09	0.50±0.07	8.48
29	-120	-177	0.04±0.07	-0.03±0.06	-0.57±0.03	16.09	0.55±0.13	8.79
30	-176	-187	0.67±0.04	-0.77±0.04	-0.68±0.04	21.97	0.31±0.11	8.51
31	-182	-153	0.19±0.07	-0.15±0.07	-0.54±0.05	21.92	0.19±0.15	8.73
32	-116	-51	-0.01±0.08	0.03±0.07	-0.57±0.04	13.17	0.48±0.14	8.81
33	-132	-37	0.11±0.05	-0.14±0.04	-0.61±0.02	14.72	0.80±0.09	8.74
34	-133	-3	0.16±0.07	-0.11±0.06	-0.54±0.04	14.40	0.23±0.14	8.75
35	-146	-8	0.21±0.05	-0.20±0.04	-0.57±0.03	15.82	0.40±0.11	8.71
36	-129	-24	-0.08±0.06	0.06±0.06	-0.61±0.02	14.22	0.62±0.09	8.83
37	-142	19	0.21±0.02	-0.35±0.02	-0.73±0.01	15.19	0.87±0.05	8.66
38	-139	23	0.26±0.01	-0.34±0.01	-0.67±0.01	14.87	0.76±0.02	8.66
39	-138	30	0.04±0.03	-0.12±0.02	-0.66±0.01	14.64	1.01±0.05	8.75
40	-143	28	0.08±0.02	-0.17±0.02	-0.68±0.01	15.21	0.90±0.05	8.73
41	-183	18	0.66±0.06	-0.52±0.04	-0.44±0.04	19.62	0.39±0.17	8.60
42	-136	43	0.04±0.07	-0.07±0.06	-0.62±0.03	14.31	0.88±0.12	8.77
43	-136	58	0.35±0.02	-0.38±0.02	-0.62±0.02	14.25	0.50±0.05	8.65
44	-164	149	0.22±0.05	-0.19±0.04	-0.56±0.03	17.06	0.57±0.11	8.72
45	-180	206	0.33±0.05	-0.45±0.05	-0.71±0.05	18.87	0.28±0.12	8.62
46	-181	219	0.67±0.04	-0.84±0.03	-0.76±0.03	19.04	0.84±0.11	8.49
47	-217	194	0.31±0.03	-0.65±0.05	-0.92±0.04	22.59	0.54±0.08	8.55
48	-217	203	0.14±0.05	-0.32±0.05	-0.77±0.04	22.56	0.46±0.09	8.67
49	-194	288	0.06±0.01	-0.15±0.01	-0.67±0.01	20.77	0.66±0.03	8.73
50	-190	309	0.07±0.07	-0.16±0.07	-0.67±0.04	20.58	0.53±0.13	8.73

Tableau F.6: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
51	-183	325	0.04±0.04	-0.02±0.04	-0.57±0.02	20.17	0.56±0.08	8.79
52	-174	340	0.31±0.02	-0.29±0.02	-0.57±0.01	19.54	0.72±0.06	8.68
53	-166	380	0.26±0.06	-0.50±0.08	-0.82±0.07	19.51	0.41±0.15	8.60
54	-159	177	0.21±0.07	-0.28±0.07	-0.65±0.05	16.62	0.41±0.15	8.69
55	-99	415	0.17±0.08	-0.03±0.07	-0.42±0.05	16.10	-0.08±0.17	8.79
56	142	-114	0.22±0.06	-0.30±0.07	-0.66±0.05	14.77	0.26±0.14	8.68
57	0	-479	0.39±0.03	-0.65±0.04	-0.84±0.04	17.72	0.34±0.08	8.55
58	-107	-248	0.65±0.04	-0.84±0.04	-0.77±0.04	16.66	0.66±0.11	8.49
59	-216	138	0.66±0.08	-0.66±0.06	-0.59±0.06	22.47	0.47±0.21	8.55
60	2	205	-0.03±0.03	-0.36±0.04	-0.97±0.03	7.64	0.43±0.05	8.66
61	-1	194	0.10±0.04	-0.44±0.05	-0.92±0.05	7.15	0.30±0.07	8.63
62	4	188	0.04±0.03	-0.36±0.04	-0.91±0.03	7.08	0.75±0.06	8.66
63	4	182	0.07±0.04	-0.31±0.04	-0.83±0.03	6.84	0.60±0.07	8.67
64	6	178	0.18±0.02	-0.40±0.02	-0.81±0.02	6.79	0.52±0.05	8.64
65	15	175	0.24±0.04	-0.47±0.04	-0.82±0.03	7.11	0.66±0.08	8.62
66	12	167	-0.14±0.06	-0.20±0.06	-0.93±0.04	6.67	0.71±0.08	8.71
67	19	164	0.00±0.04	-0.24±0.04	-0.83±0.03	6.88	0.53±0.07	8.70
68	27	178	0.33±0.02	-0.65±0.03	-0.90±0.03	7.93	0.46±0.06	8.55
69	33	173	0.44±0.04	-0.88±0.08	-1.03±0.08	8.09	0.31±0.10	8.47
70	42	134	0.08±0.00	-0.17±0.00	-0.68±0.00	7.53	0.83±0.01	8.72
71	40	127	0.09±0.01	-0.17±0.00	-0.66±0.00	7.23	0.68±0.01	8.72
72	42	120	0.17±0.00	-0.26±0.00	-0.68±0.00	7.20	0.76±0.01	8.69
73	44	110	0.06±0.00	-0.17±0.00	-0.70±0.00	7.08	0.91±0.01	8.72
74	41	113	0.05±0.01	-0.03±0.01	-0.57±0.00	6.89	0.79±0.01	8.79
75	48	95	-0.04±0.00	-0.04±0.00	-0.67±0.00	7.01	0.61±0.01	8.78

Tableau F.6: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
76	44	100	-0.06±0.01	0.04±0.01	-0.60±0.00	6.74	0.65±0.01	8.82
77	49	74	-0.05±0.03	0.07±0.02	-0.57±0.01	6.59	1.11±0.05	8.83
78	47	59	0.39±0.02	-0.28±0.01	-0.49±0.01	6.01	1.03±0.04	8.69
79	54	52	0.06±0.02	0.02±0.02	-0.51±0.01	6.61	1.01±0.04	8.81
80	54	61	0.01±0.02	0.06±0.02	-0.51±0.01	6.84	0.73±0.04	8.83
81	55	66	-0.32±0.06	0.44±0.05	-0.46±0.01	6.98	0.60±0.06	9.00
82	5	75	0.25±0.02	-0.46±0.03	-0.75±0.03	2.96	-0.12±0.06	8.62
83	26	54	-0.06±0.03	0.17±0.03	-0.49±0.01	3.87	1.44±0.06	8.88
84	33	46	-0.28±0.04	0.35±0.04	-0.52±0.01	4.30	1.10±0.04	8.96
85	30	39	-0.16±0.01	0.23±0.01	-0.52±0.00	3.94	1.04±0.02	8.91
86	29	30	-0.13±0.01	0.16±0.01	-0.56±0.00	3.57	0.90±0.01	8.87
87	18	30	-0.20±0.03	0.32±0.03	-0.47±0.01	2.50	0.53±0.04	8.94
88	33	22	0.02±0.04	0.10±0.03	-0.48±0.01	3.85	1.22±0.07	8.84
89	13	44	0.13±0.01	-0.03±0.01	-0.48±0.01	2.46	0.35±0.03	8.79
90	6	45	0.12±0.01	-0.00±0.01	-0.47±0.01	1.91	0.35±0.03	8.80
91	30	4	-0.09±0.02	0.20±0.02	-0.48±0.01	3.30	0.76±0.03	8.89
92	23	5	-0.18±0.02	0.25±0.02	-0.51±0.00	2.52	0.91±0.03	8.91
93	22	-2	-0.48±0.03	0.59±0.03	-0.47±0.00	2.40	0.78±0.02	9.07
94	-40	48	-0.11±0.01	0.11±0.01	-0.58±0.00	4.19	0.33±0.02	8.85
95	17	-28	-0.22±0.05	0.38±0.05	-0.43±0.01	1.86	1.00±0.07	8.97
96	19	-22	-0.07±0.04	0.28±0.03	-0.38±0.01	2.02	0.65±0.06	8.92
97	-42	93	0.28±0.01	-0.55±0.02	-0.85±0.01	4.93	0.31±0.03	8.59
98	-6	-5	-0.25±0.03	0.55±0.03	-0.29±0.01	0.75	0.94±0.04	9.05
99	-11	-12	0.33±0.01	-0.12±0.01	-0.38±0.01	1.37	0.78±0.03	8.75
100	-13	10	0.20±0.01	-0.08±0.01	-0.47±0.01	1.35	0.52±0.03	8.76

Tableau F.6: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
101	-18	-32	-0.11±0.01	0.23±0.01	-0.46±0.00	2.56	0.57±0.01	8.90
102	-34	1	-0.07±0.03	0.29±0.03	-0.37±0.01	3.68	0.54±0.05	8.93
103	-53	20	-0.30±0.08	0.29±0.08	-0.60±0.03	5.56	0.32±0.09	8.93
104	-52	29	0.05±0.02	-0.02±0.02	-0.56±0.01	5.39	0.50±0.04	8.79
105	-53	-13	0.14±0.01	-0.13±0.01	-0.59±0.01	5.93	0.77±0.03	8.74
106	-65	-39	0.21±0.03	-0.10±0.02	-0.48±0.01	7.52	0.60±0.07	8.76
107	-56	-67	0.00±0.01	0.04±0.01	-0.55±0.00	7.16	0.79±0.01	8.82
108	-57	-80	0.01±0.03	0.03±0.02	-0.56±0.01	7.54	0.89±0.05	8.81
109	-28	-95	0.25±0.06	-0.12±0.04	-0.47±0.01	5.23	1.73±0.14	8.75
110	-54	-100	-0.15±0.05	0.16±0.05	-0.58±0.01	7.74	1.13±0.07	8.87
111	-54	-111	-0.14±0.02	0.22±0.02	-0.51±0.01	8.03	0.84±0.03	8.90
112	-51	-124	0.21±0.02	-0.18±0.01	-0.56±0.01	8.08	0.80±0.04	8.72
113	-50	-133	0.06±0.02	0.01±0.01	-0.52±0.01	8.25	0.82±0.03	8.80
114	-48	-143	0.31±0.02	-0.42±0.02	-0.71±0.01	8.35	0.96±0.05	8.63
115	-47	-148	0.17±0.01	-0.17±0.01	-0.59±0.00	8.42	0.91±0.02	8.72
116	-43	-152	0.20±0.01	-0.21±0.01	-0.59±0.01	8.23	0.64±0.03	8.71
117	-39	-164	0.17±0.00	-0.18±0.00	-0.60±0.00	8.30	0.65±0.00	8.72
118	-31	-174	-0.07±0.02	0.16±0.02	-0.50±0.01	8.00	0.43±0.03	8.87
119	-35	-177	0.24±0.01	-0.21±0.01	-0.55±0.01	8.39	0.52±0.03	8.71
120	-28	-188	0.06±0.01	-0.03±0.01	-0.56±0.01	8.34	0.47±0.02	8.79
121	-18	-202	0.44±0.02	-0.52±0.01	-0.67±0.01	8.21	0.78±0.04	8.60
122	-23	-142	-0.41±0.04	0.48±0.04	-0.52±0.01	6.42	0.63±0.04	9.02

Tableau F.7: Propriétés des régions H II de NGC 4501

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
1	18	29	-0.90±0.06	0.95±0.06	-0.54±0.01	5.00	0.42±0.02	9.21
2	11	47	-0.36±0.04	0.59±0.03	-0.36±0.01	6.24	0.72±0.05	9.06
3	5	40	-0.72±0.07	0.80±0.07	-0.51±0.01	4.94	0.76±0.04	9.15
4	-6	55	-0.87±0.02	0.96±0.02	-0.50±0.00	5.89	0.44±0.01	9.22
5	-15	24	-0.25±0.03	0.40±0.03	-0.44±0.01	2.36	0.66±0.05	8.98
6	-24	75	-0.82±0.03	0.90±0.02	-0.51±0.00	7.36	0.34±0.02	9.20
7	-30	53	-0.75±0.03	0.71±0.03	-0.62±0.00	5.08	0.60±0.01	9.12
8	-36	54	-0.69±0.05	0.74±0.05	-0.54±0.01	5.33	0.63±0.03	9.13
9	-46	47	-0.67±0.05	0.78±0.05	-0.47±0.01	5.43	0.65±0.03	9.15
10	-54	23	-0.71±0.03	0.83±0.03	-0.47±0.01	6.06	0.44±0.03	9.17
11	-65	89	-0.91±0.01	0.94±0.01	-0.55±0.00	8.96	0.02±0.01	9.21
12	-73	41	-0.84±0.04	0.93±0.04	-0.49±0.01	7.96	0.39±0.03	9.21
13	-79	43	-0.86±0.06	0.90±0.06	-0.54±0.01	8.73	0.10±0.02	9.20
14	-84	45	-0.61±0.02	0.76±0.02	-0.43±0.00	9.27	0.12±0.02	9.14
15	-90	47	-0.52±0.01	0.51±0.01	-0.46±0.00	9.89	-0.36±0.01	9.03
16	16	10	-0.95±0.02	1.07±0.02	-0.47±0.00	2.92	0.44±0.01	9.26
17	9	39	-0.49±0.05	0.68±0.05	-0.40±0.00	5.16	0.71±0.03	9.10
18	-0	0	0.07±0.03	0.49±0.03	-0.03±0.00	7.92	0.62±0.06	9.02
19	-14	68	-0.23±0.02	0.42±0.02	-0.39±0.01	6.93	0.31±0.03	8.99
20	-21	14	-0.29±0.02	0.52±0.02	-0.35±0.00	2.34	0.36±0.02	9.04
21	-27	8	-0.78±0.03	0.75±0.03	-0.62±0.00	3.13	0.44±0.01	9.13
22	-33	36	-0.63±0.03	0.76±0.03	-0.46±0.00	4.00	0.30±0.02	9.14
23	-41	-6	-0.58±0.01	0.75±0.01	-0.41±0.00	5.72	0.29±0.01	9.13
24	-47	14	-0.61±0.02	0.70±0.02	-0.50±0.00	5.52	0.20±0.01	9.11
25	-55	83	-0.89±0.03	0.91±0.03	-0.47±0.00	8.17	-0.25±0.01	9.20

Tableau F.7: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
26	-63	76	-0.79 \pm 0.03	0.92 \pm 0.03	-0.45 \pm 0.00	8.01	-0.02 \pm 0.01	9.20
27	11	55	-0.92 \pm 0.05	0.59 \pm 0.05	-0.43 \pm 0.01	7.20	-1.29 \pm 0.02	9.06
28	-81	72	-0.52 \pm 0.02	0.56 \pm 0.02	-0.39 \pm 0.01	9.17	-0.41 \pm 0.02	9.05
29	-87	54	-0.53 \pm 0.02	0.69 \pm 0.02	-0.42 \pm 0.00	9.52	0.43 \pm 0.02	9.11

Tableau F.8: Propriétés des régions H II de NGC 7331

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
1	-92	-243	-0.27±0.02	0.12±0.02	-0.73±0.01	17.99	0.93±0.04	8.86
2	-89	-234	-0.17±0.02	0.06±0.02	-0.71±0.01	17.34	1.07±0.05	8.82
3	-107	-251	-0.09±0.07	0.02±0.04	-0.67±0.03	18.91	1.58±0.15	8.81
4	-69	-230	-0.14±0.01	0.09±0.01	-0.65±0.01	16.64	0.76±0.03	8.84
5	-60	-227	-0.22±0.02	0.19±0.02	-0.61±0.01	16.25	0.77±0.04	8.89
6	-61	-220	-0.08±0.03	0.06±0.02	-0.61±0.02	15.85	0.73±0.06	8.82
7	-47	-203	-0.25±0.04	0.34±0.03	-0.49±0.02	14.45	0.28±0.07	8.95
8	-36	-185	-0.29±0.03	0.50±0.02	-0.38±0.01	13.08	0.38±0.06	9.02
9	-29	-173	-0.17±0.01	0.33±0.01	-0.40±0.01	12.16	-0.04±0.02	8.95
10	-18	-174	-0.22±0.03	0.40±0.03	-0.37±0.02	12.12	-0.08±0.07	8.98
11	-21	-157	0.01±0.02	0.23±0.02	-0.34±0.02	10.99	0.36±0.06	8.90
12	-8	-135	0.00±0.02	0.30±0.02	-0.28±0.02	9.38	0.10±0.06	8.93
13	-112	-182	0.06±0.02	-0.07±0.01	-0.61±0.01	14.82	1.02±0.05	8.77
14	-100	-200	-0.32±0.02	0.12±0.02	-0.79±0.01	15.53	0.94±0.04	8.85
15	-98	-192	-0.18±0.02	0.03±0.02	-0.74±0.01	14.93	1.17±0.04	8.81
16	-84	-195	-0.23±0.01	0.10±0.01	-0.72±0.01	14.70	1.14±0.03	8.84
17	-89	-192	-0.19±0.01	0.02±0.01	-0.77±0.01	14.66	0.98±0.03	8.81
18	-78	-196	-0.16±0.02	0.08±0.02	-0.67±0.01	14.59	0.98±0.05	8.83
19	-73	-201	-0.34±0.06	0.29±0.05	-0.63±0.03	14.81	0.72±0.11	8.93
20	-67	-195	-0.09±0.02	0.01±0.02	-0.67±0.02	14.31	0.76±0.06	8.80
21	-64	-187	-0.18±0.03	0.09±0.02	-0.68±0.02	13.72	1.01±0.06	8.84
22	-74	-182	-0.29±0.01	0.22±0.01	-0.66±0.01	13.65	0.95±0.03	8.90
23	-69	-177	-0.39±0.02	0.32±0.02	-0.66±0.01	13.17	0.79±0.04	8.95
24	-63	-174	-0.04±0.02	-0.01±0.02	-0.64±0.01	12.81	0.94±0.05	8.80
25	-54	-149	-0.31±0.03	0.23±0.02	-0.67±0.01	11.00	1.09±0.05	8.90

Tableau F.8: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
26	-43	-135	-0.11±0.01	0.04±0.01	-0.66±0.01	9.79	1.15±0.03	8.82
27	-24	-111	-0.32±0.02	0.45±0.02	-0.46±0.01	7.87	0.77±0.04	9.00
28	-18	-102	-0.12±0.07	0.32±0.05	-0.38±0.03	7.17	0.73±0.15	8.94
29	-43	-111	-0.44±0.07	0.42±0.06	-0.62±0.02	8.23	1.58±0.11	8.99
30	-53	-83	-0.24±0.06	0.46±0.05	-0.37±0.03	6.85	0.53±0.13	9.01
31	-29	-141	-0.15±0.06	0.33±0.04	-0.42±0.02	9.99	0.94±0.12	8.95
32	-58	-102	-0.35±0.05	0.46±0.04	-0.48±0.02	8.12	0.95±0.08	9.01
33	-62	-98	-0.59±0.06	0.64±0.05	-0.54±0.02	8.02	0.58±0.07	9.09
34	-86	-161	-0.33±0.08	0.31±0.07	-0.61±0.03	12.63	1.09±0.15	8.94
35	-110	-154	0.21±0.03	-0.21±0.03	-0.58±0.03	13.10	0.43±0.08	8.71
36	-99	-158	-0.29±0.06	0.34±0.05	-0.54±0.03	12.92	0.99±0.12	8.95
37	-97	-147	-0.00±0.04	-0.04±0.03	-0.63±0.02	12.21	1.21±0.10	8.78
38	-55	-173	-0.20±0.03	0.22±0.02	-0.57±0.01	12.58	0.95±0.06	8.90
39	-53	-164	-0.56±0.07	0.61±0.06	-0.54±0.02	11.92	0.94±0.08	9.07
40	-86	-101	0.12±0.05	0.15±0.02	-0.32±0.02	9.19	1.15±0.13	8.87
41	-86	-90	-0.33±0.07	0.61±0.06	-0.30±0.03	8.64	0.17±0.12	9.07
42	-77	-77	-0.15±0.02	0.45±0.02	-0.28±0.01	7.52	0.30±0.05	9.00
43	17	-93	0.26±0.03	-0.04±0.02	-0.22±0.03	6.55	-0.36±0.09	8.78
44	-14	-88	-0.44±0.06	0.67±0.05	-0.37±0.02	6.16	0.66±0.09	9.10
45	-36	-69	-0.53±0.06	0.53±0.06	-0.59±0.02	5.37	0.76±0.08	9.04
46	-42	-76	-0.53±0.07	0.62±0.06	-0.51±0.02	6.02	1.14±0.09	9.08
47	-36	-52	-1.05±0.07	1.14±0.07	-0.49±0.01	4.36	0.57±0.03	9.29
48	-39	-57	-0.52±0.04	0.74±0.04	-0.37±0.02	4.75	0.32±0.06	9.13
49	-49	-66	-0.61±0.02	0.87±0.02	-0.32±0.01	5.73	0.10±0.02	9.18
50	-56	-51	-0.32±0.05	0.65±0.04	-0.25±0.02	5.25	0.31±0.10	9.09

Tableau F.8: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
51	-1	-128	0.17±0.04	0.20±0.03	-0.22±0.03	8.85	0.12±0.13	8.89
52	2	-117	-0.28±0.08	0.61±0.06	-0.25±0.04	8.15	0.25±0.15	9.07
53	-14	-69	-0.61±0.09	0.56±0.08	-0.65±0.02	4.85	1.52±0.10	9.05
54	-12	-65	-0.74±0.08	0.72±0.08	-0.61±0.02	4.57	1.27±0.08	9.12
55	-10	-56	-0.90±0.05	0.77±0.05	-0.72±0.01	3.93	1.36±0.03	9.14
56	-17	-57	-0.50±0.03	0.33±0.03	-0.77±0.01	4.10	1.59±0.04	8.95
57	-15	-52	-0.90±0.07	0.77±0.07	-0.73±0.01	3.75	1.67±0.05	9.14
58	-24	-57	-0.42±0.05	0.37±0.04	-0.64±0.01	4.30	1.58±0.07	8.97
59	4	-60	-0.48±0.06	0.85±0.05	-0.21±0.02	4.16	-0.00±0.09	9.18
60	-7	-51	-0.53±0.03	0.54±0.02	-0.58±0.01	3.57	1.20±0.04	9.04
61	-4	-48	-0.41±0.03	0.52±0.02	-0.48±0.01	3.32	0.84±0.05	9.03
62	-10	-48	-0.76±0.07	0.69±0.07	-0.67±0.01	3.39	1.34±0.06	9.11
63	-12	-42	-0.55±0.04	0.41±0.04	-0.73±0.02	3.01	1.03±0.05	8.98
64	-17	-44	-0.51±0.04	0.43±0.04	-0.68±0.02	3.25	1.02±0.05	8.99
65	4	-45	-0.49±0.06	0.92±0.05	-0.14±0.02	3.15	0.36±0.09	9.20
66	-1	-38	-0.56±0.01	0.68±0.01	-0.46±0.00	2.65	0.49±0.02	9.10
67	2	-31	-0.56±0.02	0.75±0.01	-0.39±0.01	2.12	0.21±0.02	9.13
68	-5	-32	-0.49±0.02	0.42±0.02	-0.66±0.01	2.24	0.57±0.03	8.99
69	-11	-36	-0.44±0.01	0.22±0.01	-0.81±0.01	2.58	0.88±0.02	8.90
70	-19	-37	-0.80±0.03	0.63±0.03	-0.76±0.01	2.91	1.09±0.02	9.08
71	-15	-32	-0.73±0.03	0.58±0.03	-0.74±0.01	2.49	0.90±0.03	9.06
72	-13	-27	-0.21±0.02	0.27±0.02	-0.52±0.01	2.10	0.33±0.04	8.92
73	-19	-23	-0.90±0.02	0.96±0.02	-0.53±0.01	2.04	0.66±0.02	9.22
74	-44	-35	-0.52±0.03	0.84±0.03	-0.20±0.01	3.87	-0.19±0.05	9.17
75	-44	-26	-0.31±0.01	0.57±0.01	-0.20±0.01	3.57	-0.36±0.02	9.05

Tableau F.8: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
76	-33	-23	-0.87 \pm 0.03	1.12 \pm 0.03	-0.24 \pm 0.01	2.80	-0.27 \pm 0.02	9.28
77	-45	-15	-0.00 \pm 0.04	0.33 \pm 0.03	-0.26 \pm 0.03	3.30	0.28 \pm 0.10	8.95
78	-36	-3	-0.49 \pm 0.01	0.78 \pm 0.01	-0.17 \pm 0.01	2.52	-0.32 \pm 0.02	9.15
79	-34	5	-0.66 \pm 0.03	0.91 \pm 0.03	-0.16 \pm 0.01	2.38	-0.46 \pm 0.03	9.20
80	-6	48	-0.51 \pm 0.01	0.73 \pm 0.01	-0.37 \pm 0.01	3.37	0.21 \pm 0.02	9.12
81	10	77	-0.67 \pm 0.02	0.75 \pm 0.02	-0.51 \pm 0.01	5.35	0.67 \pm 0.03	9.13
82	62	13	0.03 \pm 0.03	0.12 \pm 0.02	-0.43 \pm 0.03	4.41	0.13 \pm 0.09	8.85
83	51	26	-0.16 \pm 0.05	0.31 \pm 0.04	-0.43 \pm 0.04	4.00	0.40 \pm 0.13	8.94
84	42	32	-0.49 \pm 0.03	0.71 \pm 0.03	-0.37 \pm 0.01	3.67	0.43 \pm 0.05	9.12
85	36	27	-0.59 \pm 0.04	0.86 \pm 0.04	-0.31 \pm 0.02	3.13	0.13 \pm 0.06	9.18
86	66	48	-0.06 \pm 0.01	0.19 \pm 0.01	-0.46 \pm 0.01	5.67	0.16 \pm 0.02	8.88
87	62	52	-0.24 \pm 0.02	0.42 \pm 0.02	-0.39 \pm 0.02	5.63	-0.03 \pm 0.06	8.99
88	66	36	-0.20 \pm 0.03	0.32 \pm 0.03	-0.40 \pm 0.03	5.25	-0.16 \pm 0.09	8.94
89	12	89	-0.56 \pm 0.04	0.65 \pm 0.04	-0.50 \pm 0.02	6.20	0.46 \pm 0.06	9.09
90	9	106	-0.29 \pm 0.01	0.40 \pm 0.01	-0.47 \pm 0.01	7.37	0.38 \pm 0.03	8.98
91	21	92	-0.66 \pm 0.05	0.60 \pm 0.05	-0.64 \pm 0.02	6.57	0.68 \pm 0.06	9.07
92	31	95	-0.59 \pm 0.03	0.47 \pm 0.03	-0.71 \pm 0.01	6.95	0.97 \pm 0.04	9.01
93	62	118	-0.31 \pm 0.03	0.24 \pm 0.02	-0.66 \pm 0.02	9.25	0.85 \pm 0.05	8.91
94	55	121	-0.40 \pm 0.04	0.31 \pm 0.03	-0.68 \pm 0.02	9.25	1.02 \pm 0.07	8.94
95	48	117	-0.40 \pm 0.03	0.33 \pm 0.03	-0.66 \pm 0.02	8.76	0.69 \pm 0.05	8.95
96	48	-16	-0.12 \pm 0.03	0.30 \pm 0.03	-0.36 \pm 0.04	3.51	-0.12 \pm 0.11	8.93
97	42	-12	-0.22 \pm 0.03	0.29 \pm 0.03	-0.40 \pm 0.04	3.07	-0.31 \pm 0.10	8.93
98	43	-22	-0.40 \pm 0.03	0.49 \pm 0.03	-0.19 \pm 0.02	3.33	-0.82 \pm 0.06	9.02
99	37	-18	-0.58 \pm 0.05	0.76 \pm 0.05	-0.14 \pm 0.03	2.83	-0.71 \pm 0.07	9.14
100	25	-21	0.08 \pm 0.01	0.16 \pm 0.01	-0.18 \pm 0.01	2.22	-0.42 \pm 0.02	8.87

Tableau F.8: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
101	28	-15	-0.48±0.04	0.64±0.04	-0.21±0.03	2.23	-0.59±0.08	9.08
102	6	-26	-0.61±0.02	0.97±0.02	-0.19±0.01	1.83	-0.07±0.03	9.22
103	-14	-18	-0.65±0.02	0.79±0.02	-0.43±0.01	1.57	-0.03±0.03	9.15
104	10	-20	-0.52±0.02	0.80±0.02	-0.18±0.01	1.54	-0.35±0.03	9.15
105	6	-12	-0.59±0.02	0.64±0.02	-0.32±0.01	0.89	-0.56±0.03	9.09
106	12	-12	-0.82±0.01	0.94±0.01	-0.29±0.01	1.18	-0.46±0.01	9.21
107	-68	-155	-0.32±0.02	0.18±0.02	-0.73±0.01	11.75	1.06±0.04	8.88
108	32	-5	-0.47±0.08	0.64±0.08	-0.41±0.04	2.23	0.58±0.14	9.09
109	8	-3	-0.60±0.02	0.53±0.02	-0.48±0.02	0.60	-0.46±0.04	9.04
110	13	1	-0.84±0.03	0.95±0.03	-0.47±0.01	0.93	0.13±0.03	9.22
111	21	5	-0.60±0.04	0.82±0.04	-0.36±0.02	1.48	0.15±0.05	9.16
112	13	9	-1.01±0.06	0.96±0.06	-0.63±0.02	1.09	0.08±0.04	9.22
113	-13	30	-0.67±0.01	0.87±0.01	-0.38±0.01	2.24	0.24±0.02	9.18
114	-16	35	-0.68±0.03	0.84±0.03	-0.41±0.01	2.71	0.12±0.04	9.17
115	-17	23	-0.59±0.03	0.82±0.03	-0.36±0.01	2.01	0.27±0.04	9.16
116	-11	39	-0.63±0.02	0.86±0.02	-0.36±0.01	2.83	0.19±0.02	9.18
117	18	15	-0.92±0.04	1.01±0.04	-0.49±0.01	1.60	0.08±0.03	9.24
118	24	22	-0.88±0.02	0.98±0.02	-0.49±0.01	2.25	0.34±0.02	9.23
119	15	22	-1.00±0.05	0.95±0.05	-0.63±0.01	1.85	0.21±0.03	9.22
120	13	29	-0.72±0.02	0.69±0.02	-0.62±0.01	2.19	0.34±0.02	9.11
121	21	32	-0.68±0.02	0.74±0.02	-0.52±0.01	2.66	0.46±0.03	9.13
122	19	38	-0.52±0.02	0.46±0.02	-0.65±0.01	2.92	0.69±0.03	9.01
123	27	34	-0.81±0.06	0.97±0.06	-0.42±0.01	3.02	0.65±0.05	9.22
124	28	39	-0.89±0.08	1.02±0.08	-0.45±0.02	3.32	0.73±0.06	9.24
125	20	38	-0.51±0.02	0.47±0.02	-0.63±0.01	2.96	0.72±0.04	9.01

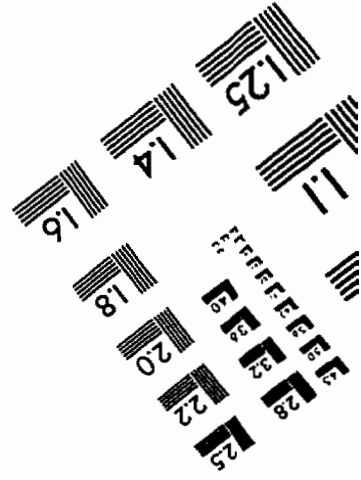
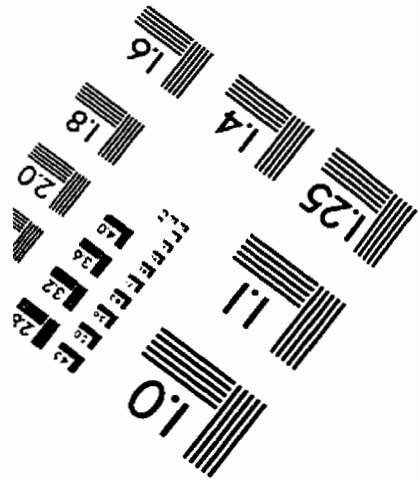
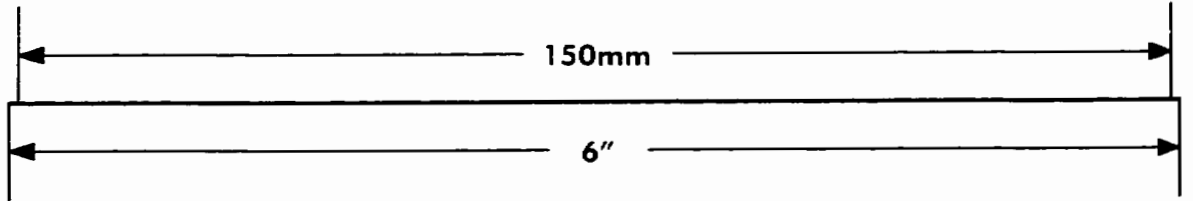
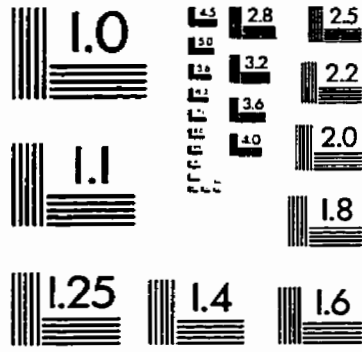
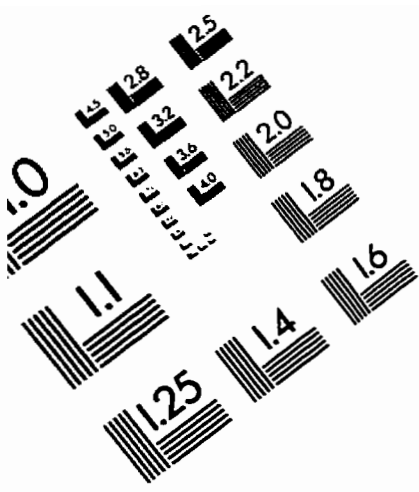
Tableau F.8: suite

No.	Position		Rapports de raies			R	c(H β)	O/H
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α			
126	16	43	-0.75 \pm 0.03	0.61 \pm 0.03	-0.72 \pm 0.01	3.19	0.87 \pm 0.03	9.07
127	11	38	-0.74 \pm 0.04	0.56 \pm 0.04	-0.77 \pm 0.02	2.76	0.80 \pm 0.04	9.05
128	25	54	-0.76 \pm 0.05	0.73 \pm 0.05	-0.62 \pm 0.01	4.16	1.06 \pm 0.05	9.12
129	17	60	-0.63 \pm 0.04	0.58 \pm 0.04	-0.64 \pm 0.01	4.33	0.86 \pm 0.05	9.06
130	1	54	-0.77 \pm 0.05	0.96 \pm 0.05	-0.39 \pm 0.02	3.77	0.07 \pm 0.06	9.22
131	3	61	-0.68 \pm 0.04	0.85 \pm 0.04	-0.41 \pm 0.01	4.25	0.39 \pm 0.05	9.18
132	5	69	-0.60 \pm 0.05	0.69 \pm 0.04	-0.50 \pm 0.02	4.82	0.65 \pm 0.06	9.11
133	34	69	-0.40 \pm 0.05	0.48 \pm 0.05	-0.51 \pm 0.02	5.32	0.98 \pm 0.09	9.02
134	44	77	-0.44 \pm 0.07	0.51 \pm 0.06	-0.53 \pm 0.02	6.14	1.23 \pm 0.12	9.03
135	26	101	-0.59 \pm 0.06	0.57 \pm 0.06	-0.61 \pm 0.02	7.26	0.69 \pm 0.08	9.05
136	32	102	-0.35 \pm 0.02	0.22 \pm 0.02	-0.72 \pm 0.01	7.40	1.11 \pm 0.04	8.90
137	36	106	-0.12 \pm 0.03	-0.03 \pm 0.02	-0.74 \pm 0.02	7.76	0.98 \pm 0.06	8.79
138	38	111	0.04 \pm 0.04	-0.22 \pm 0.03	-0.77 \pm 0.03	8.11	1.31 \pm 0.11	8.71
139	98	86	-0.30 \pm 0.08	0.45 \pm 0.07	-0.43 \pm 0.06	9.04	0.39 \pm 0.19	9.00
140	73	102	0.18 \pm 0.04	-0.23 \pm 0.03	-0.63 \pm 0.03	8.72	0.77 \pm 0.11	8.71
141	66	108	-0.52 \pm 0.08	0.49 \pm 0.08	-0.63 \pm 0.03	8.77	1.15 \pm 0.11	9.02
142	32	151	-0.15 \pm 0.03	0.24 \pm 0.03	-0.50 \pm 0.02	10.69	0.49 \pm 0.07	8.91
143	101	104	0.08 \pm 0.02	-0.06 \pm 0.02	-0.56 \pm 0.02	10.06	0.50 \pm 0.05	8.77
144	101	113	0.16 \pm 0.06	-0.04 \pm 0.04	-0.47 \pm 0.05	10.52	0.77 \pm 0.18	8.78
145	108	124	0.45 \pm 0.02	-0.35 \pm 0.03	-0.42 \pm 0.04	11.39	-0.17 \pm 0.10	8.66
146	86	132	-0.19 \pm 0.06	0.12 \pm 0.06	-0.65 \pm 0.05	10.94	0.60 \pm 0.14	8.85
147	80	146	-0.51 \pm 0.07	0.42 \pm 0.06	-0.67 \pm 0.03	11.53	0.94 \pm 0.10	8.99
148	39	158	-0.09 \pm 0.02	0.20 \pm 0.03	-0.46 \pm 0.03	11.30	-0.01 \pm 0.08	8.89
149	112	148	-0.02 \pm 0.05	0.11 \pm 0.03	-0.50 \pm 0.03	12.89	0.68 \pm 0.12	8.85
150	67	164	-0.04 \pm 0.07	0.04 \pm 0.06	-0.59 \pm 0.06	12.26	0.57 \pm 0.18	8.82

Tableau F.8: suite

No.	Position		Rapports de raies					
	X	Y	[O III]/H β	[N II]/[O III]	[N II]/H α	R	c(H β)	O/H
151	48	166	-0.06 \pm 0.06	0.16 \pm 0.06	-0.49 \pm 0.07	11.96	0.14 \pm 0.19	8.87
152	39	158	-0.09 \pm 0.02	0.20 \pm 0.03	-0.46 \pm 0.03	11.30	-0.01 \pm 0.08	8.89
153	32	115	-0.10 \pm 0.05	0.18 \pm 0.04	-0.51 \pm 0.04	8.27	0.67 \pm 0.14	8.88
154	114	180	-0.29 \pm 0.07	0.25 \pm 0.07	-0.63 \pm 0.06	14.75	0.33 \pm 0.15	8.91
155	114	191	0.31 \pm 0.04	-0.37 \pm 0.03	-0.65 \pm 0.04	15.43	0.69 \pm 0.11	8.65
156	98	197	0.15 \pm 0.01	-0.30 \pm 0.01	-0.73 \pm 0.01	15.23	0.35 \pm 0.03	8.68
157	93	193	-0.12 \pm 0.03	0.00 \pm 0.04	-0.70 \pm 0.04	14.83	0.17 \pm 0.08	8.80
158	90	216	0.01 \pm 0.02	-0.06 \pm 0.02	-0.63 \pm 0.03	16.20	0.35 \pm 0.06	8.77
159	84	214	-0.20 \pm 0.06	0.12 \pm 0.07	-0.66 \pm 0.07	15.96	0.22 \pm 0.15	8.86
160	84	222	-0.03 \pm 0.07	-0.03 \pm 0.06	-0.65 \pm 0.06	16.44	0.73 \pm 0.17	8.79
161	71	201	-0.37 \pm 0.07	0.33 \pm 0.07	-0.63 \pm 0.05	14.76	0.45 \pm 0.13	8.95
162	-31	51	-0.12 \pm 0.05	0.32 \pm 0.04	-0.38 \pm 0.04	4.09	0.39 \pm 0.13	8.94
163	-55	-43	-0.43 \pm 0.08	0.82 \pm 0.07	-0.19 \pm 0.03	4.83	0.21 \pm 0.13	9.16
164	-35	30	0.11 \pm 0.06	0.04 \pm 0.03	-0.45 \pm 0.03	3.20	1.02 \pm 0.16	8.82

TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved