



HAL
open science

Sources X Ultra-Lumineuses : Contreparties Optiques

Laurent Mirioni

► **To cite this version:**

Laurent Mirioni. Sources X Ultra-Lumineuses : Contreparties Optiques. Astrophysique [astro-ph].
Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2002. Français. NNT: . tel-00007374

HAL Id: tel-00007374

<https://theses.hal.science/tel-00007374>

Submitted on 10 Nov 2004

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

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



UNIVERSITÉ STRASBOURG I - LOUIS PASTEUR
OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE STRASBOURG



THÈSE

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité Astrophysique

présentée par

LAURENT MIRIONI

le 11 décembre 2002

SOURCES X ULTRA-LUMINEUSES : CONTREPARTIES OPTIQUES

Directeurs de thèse :

Dr Manfred W. PAKULL
Dr Christian MOTCH

Jury :

Président & rapporteur interne : Pr Jean HEYVAERTS
Rapporteurs externes : Pr Andrew KING
Dr Didier BARRET

*A mon père,
«... Un professeur, un simple professeur
Qui pense que savoir est un grand trésor,
Et que les moins que rien n'ont pour s'en sortir
Que l'école et le droit qu'a chacun de s'instruire...» **

* Texte adapté de la chanson «Il changeait la vie» de J.-J. Goldman.

Provenant d'un professeur de physique du début du siècle :

«J'ai été contacté par un collègue à propos d'un étudiant. Il estimait qu'il devait lui donner un zéro à une question de physique, alors que l'étudiant réclamait un 20. Le professeur et l'étudiant se mirent d'accord pour choisir un arbitre impartial et je fus choisi.

Je lus la question de l'examen :

- Montrez comment il est possible de déterminer la hauteur d'un gratte-ciel à l'aide d'un baromètre.

L'étudiant avait répondu :

- On met le baromètre en haut du gratte-ciel, on l'attache une corde, on le fait glisser jusqu'au sol, ensuite on le remonte et on calcule la longueur de la corde. La longueur de la corde donne la hauteur du gratte-ciel.

L'étudiant avait raison puisqu'il avait répondu juste et complètement à la question. D'un autre côté, je ne pouvais pas lui mettre ses points : dans ce cas, il aurait reçu son diplôme de physique alors qu'il ne m'avait pas montré de connaissances en physique. J'ai proposé de donner une autre chance à l'étudiant en lui donnant six minutes pour répondre à la question avec l'avertissement que pour la réponse il devait utiliser ses connaissances en physique. Après cinq minutes, il n'avait encore rien écrit. Je lui ai demandé s'il voulait abandonner mais il répondit qu'il avait beaucoup de réponses pour ce problème et qu'il cherchait la meilleure d'entre elles. Je me suis excusé de l'avoir interrompu et lui ai demandé de continuer. Dans la minute qui suivit, il se hâta pour me répondre :

- On place le baromètre à la hauteur du toit. On le laisse tomber en calculant son temps de chute avec un chronomètre. Ensuite en utilisant la formule : $x = gt^2/2$, on trouve la hauteur du gratte-ciel.

A ce moment, j'ai demandé à mon collègue s'il voulait abandonner. Il me répondit par l'affirmative et donna presque 20 à l'étudiant.

En quittant son bureau, j'ai rappelé l'étudiant car il avait dit qu'il avait plusieurs solutions à ce problème.

- Hé bien, dit-il, il y a plusieurs façons de calculer la hauteur d'un gratte-ciel avec un baromètre. Par exemple, on le place dehors lorsqu'il y a du soleil. On calcule la hauteur du baromètre, la longueur de son ombre et la longueur de l'ombre du gratte-ciel. Ensuite, avec un simple calcul de proportion, on trouve la hauteur du gratte-ciel.

- Bien, lui répondis-je, et les autres ?

- Il y a une méthode assez basique que vous allez apprécier. On monte les étages avec un baromètre et en même temps on marque la longueur du baromètre sur le mur. En comptant le nombre de traits, on a la hauteur du gratte-ciel en longueur de baromètre. C'est une méthode très directe. Bien sûr, si vous voulez une méthode plus sophistiquée, vous pouvez pendre le baromètre à une corde, le faire balancer comme un pendule et déterminer la valeur de g au niveau de la rue et au niveau du toit. A partir de la différence de g , la hauteur du gratte-ciel peut être calculée. De la même façon, on l'attache à une grande corde et en étant sur le toit, on le laisse descendre jusqu'à peu près le niveau de la rue. On le fait balancer comme un pendule et on calcule la hauteur du gratte-ciel à partir de la période de précession.

Finalement, il conclut :

- Il y a encore d'autres façons de résoudre ce problème. Probablement la meilleure est d'aller au sous-sol, frapper à la porte du concierge et lui dire : « J'ai pour vous un superbe baromètre si vous me dites quelle est la hauteur du gratte-ciel. »

J'ai ensuite demandé à l'étudiant s'il connaissait la réponse que j'attendais. Il a admis que oui mais qu'il en avait marre du collègue et des professeurs qui essayaient de lui apprendre comment il devait penser. »

Pour l'anecdote, l'étudiant était Niels Bohr (Prix Nobel de Physique 1922) et l'arbitre Ernest Rutherford (Prix Nobel de Chimie 1908).

Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à en arriver jusqu'au doctorat.

Ma première passion ne fut pas l'astronomie, mais l'aviation. C'est pourquoi je remercie les pionniers du ciel, les inventeurs et les constructeurs de ces merveilleuses machines volantes pour m'avoir fait rêver depuis mon plus jeune âge et pour m'avoir guider involontairement vers l'astronomie. En effet, lorsque j'étais plus jeune, alors que nous étions dans une librairie parisienne, j'ai demandé à mon père de m'acheter un livre sur les avions qui s'appelait «La Conquête du Ciel». De retour à la maison, quelle ne fut pas ma surprise, lorsque je constatai qu'il s'agissait en fait d'un ouvrage sur l'astronomie. Ce fut le début d'une nouvelle passion... D'autres livres suivirent, puis vint ma première lunette (entièrement en plastique) et mon premier télescope ... et finalement cette thèse.

Je tiens à remercier Agnès Acker qui m'a accepté dans le DEA Strabourgeois, Michèle Guingamp de l'INSA de Lyon qui m'a recommandé pour ce DEA, les différents directeurs, Daniel Egret, puis Jean-Marie Hameury qui m'ont accueilli au sein de l'Observatoire.

J'adresse également mes remerciements sincères à mes directeurs de thèse, Manfred Pakull et Christian Motch qui m'ont offert un sujet de recherche passionnant et enrichissant, ainsi qu'à tous les membres du jury qui ont accepté de consacrer un peu de leur temps à mes travaux.

J'adresse également mes remerciements à Wolfgang Pietsch pour l'aide qu'il m'a apportée sur l'utilisation des observations de ROSAT dans le cadre de mon travail sur l'ACDS, ainsi qu'à Patrick Guillout pour m'avoir introduit à IDL et pour m'avoir fourni de nombreux morceaux de codes, et également à David Fanning pour m'avoir aidé à résoudre certains problèmes de programmation IDL.

Les journées d'un étudiant en thèse ne sont pas toujours roses, et personnellement j'ai connu pas mal de jours noirs pendant ces dernières quatre années. C'est pourquoi je suis très heureux et très fier de pouvoir compter de nombreux et très bons amis, ainsi que de bienveillants collègues. Je tiens ici à les remercier tous sans exception, même si ces quelques lignes ne sauraient contenir toute ma gratitude.

Merci à Patrick Guillout et à sa femme Pascale, qui ont toujours répondu présents à chaque fois que j'en avais besoin, et qui m'ont apporté beaucoup plus qu'un soutien.

Merci à Thomas Keller, Jean-Yves Hangouët, Laurent Michel et William Lamy qui ont fait plus que leur possible pour me sortir de trois apocalypses informatiques.

Merci à Sébastien Derrière, source intarissable de solutions en tout genre, à Nathalie Fourniol, qui m'a beaucoup aidé lors de mon stage de DEA et qui continue à me soutenir, à Valentin Buat-Ménard, pour avoir eu la patience de partager le même bureau que moi, à Jérôme Pétri, pour son aide face à certains de mes problèmes mathématiques, et à Sébastien Baud et Jihaine, pour les bons moments passés ensemble.

Merci à tout ceux que j'oublie...

Merci à toute ma famille qui a toujours été là pour me soutenir quoi qu'il arrive.

Et merci à toi, Christelle, pour la patience dont tu as fait preuve et pardon pour le temps que j'ai passé à travailler sans avoir pu t'en accorder autant en retour.

*Mille fois merci à tous,
Laurent*

PS : Et pardon pour les coquilles restées inaperçues...

Table des matières

Résumé	1
I Etude de Sources X Ultra-Lumineuses	5
1 Propriétés des émetteurs X dans les galaxies	7
1.1 Le rayonnement X	8
1.1.1 L'astronomie X	8
1.1.2 Origine du rayonnement X	8
1.2 L'émission X des galaxies	9
1.3 La composante gazeuse et les vents stellaires	10
1.4 Les supernovæ et restes de supernova	13
1.5 Les binaires X	16
1.5.1 Nature des binaires X	16
1.5.2 Evolution des binaires X	18
1.5.3 Spectres X des binaires X	19
1.6 Galaxies actives, noyaux actifs et quasars	20
1.7 Les Sources X Ultra-lumineuses	23
1.7.1 Luminosité	23
1.7.2 Spectre X des ULX	25
2 Méthodes et moyens mis en œuvre	27
2.1 Le télescope X ROSAT	27
2.1.1 Les objectifs scientifiques de ROSAT	28
2.1.2 Les instruments de ROSAT	29
2.2 Le télescope X XMM-Newton	31
2.3 Les télescopes optiques	33

2.3.1	CARELEC et le 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence	34
2.3.2	Le Canada-France-Hawaii Telescope	35
2.3.3	Le New Technology Telescope	37
2.4	Filtres utilisés pour l'imagerie optique	38
2.5	Réduction des images optiques	39
2.5.1	Réductions préliminaires	39
2.5.2	Création des images $H\alpha$ -continu	39
2.5.3	Calibration astrométrique	40
2.5.4	Création des images trois couleurs	40
2.5.5	Calibration photométrique	41
2.6	Réduction des spectres optiques	44
2.6.1	Correction des déformations géométriques	44
2.6.2	Extraction d'une sous-image	44
2.6.3	Détermination du biais et du flat-field	45
2.6.4	Calibration en longueur d'onde	45
2.6.5	Extraction du spectre	46
2.6.6	Détermination des paramètres physiques d'une région HII	47
2.6.7	Création de l'image multi-bandes d'Holmberg II	51
2.7	Traitement des données X de ROSAT	51
2.7.1	Traitement préalable des observations PSPC et HRI	52
2.7.2	Obtention d'un spectre X observé par le PSPC	52
2.7.3	Ajustement des observations de spectres X par divers modèles théoriques	53
2.8	Traitement des données X d'XMM-Newton	53
2.9	Principaux modèles théoriques utilisés pour l'ajustement des spectres X	54
2.9.1	Absorption galactique	54
2.9.2	Loi de puissance	54
2.9.3	Corps noir et disque multi-couleurs	55
2.9.4	Bremsstrahlung thermique	56
2.9.5	Plasma Raymond-Smith	56

3	Présentation de l'échantillon	59
3.1	Perspectives du suivi optique	59
3.2	Observations optiques	60
3.3	Sources X d'avant ou d'arrière-plan	61
3.3.1	NGC 4258 X-24	61
3.4	Sources X sans identification	61
3.4.1	NGC 1365 X-1	62
3.4.2	NGC 4559 X-10	62
3.4.3	NGC 4861 X-1	63
3.4.4	M 83 X-30	63
3.4.5	NGC 7714 X-2	63
3.5	Sources X et contrepartie optique possible	63
3.5.1	IC 2574 X-1	63
3.5.2	NGC 4449 X-1	64
3.5.3	NGC 4559 X-7	64
3.5.4	NGC 4631 H7	64
3.5.5	NGC 4861 X-2	65
3.5.6	NGC 7793 P13	65
3.5.7	M 101 S8	65
4	Sources X Ultralumineuses et nébuleuses ionisées	67
4.1	Observations de nébuleuses et bulles de gaz ionisé	67
4.1.1	NGC 55 X-7	67
4.1.2	NGC 5408 X-1	68
4.1.3	M 81 X-6	68
4.1.4	IC 342 X-1	70
4.1.5	Holmberg IX X-1	71
4.1.6	NGC 5204 X-1	73
4.1.7	NGC 1313 X-2	74
4.2	Restes de supernova et vents	75
4.2.1	Reste de supernova ?	75
4.2.2	Superbulle, jets ?	76

5	Nébuleuses photoionisées par l'émission X	79
5.1	Le premier cas déjà connu : LMC X-1	79
5.2	NGC 1313 X-1	79
5.3	Holmberg II X-1 : une nébuleuse ionisée par l'émission X	83
5.3.1	Analyse du spectre optique du Talon de HSK70	85
5.3.2	Age de la nébuleuse	86
5.3.3	Morphologie de la nébuleuse	86
5.3.4	Nébuleuse photoionisée par les rayons X	86
6	Synthèse et Discussion	95
6.1	Nébuleuses associées à la source X	95
6.2	Nébuleuse ionisée par la source X	98
6.3	Nature des ULX	98
6.3.1	Collimation de l'émission X	98
6.3.2	Formation de trous noirs massifs	99
II	Travaux liés au XMM-Newton Survey Science Centre	101
7	Le XMM-Newton Survey Science Centre Pipeline Processing System	103
7.1	Le XMM-Newton Survey Science Centre Pipeline Processing System	103
7.2	L'Archival Catalogue Database Subsystem	104
7.3	Le module XMM-ROSAT image	105
8	AXIS : Le programme d'identification optique	107
8.1	Le XMM-Newton Serendipitous Survey	107
8.1.1	Les performances d'XMM-Newton pour les relevés d'opportunité	108
8.1.2	Le relevé d'opportunité : XMM-Newton Serendipitous Survey	109
8.1.3	Le programme d'identification : XID	109
8.2	AXIS	111
	Conclusions et perspectives	113
	Conclusions	113
	Perspectives	113
	ANNEXES	121

A	Atlas des sources observées	A-1
	NOTICE	A-1
A.1	NGC 55 X-7	A-3
A.2	NGC 1313 X-3	A-5
A.3	NGC 1313 X-1	A-7
A.4	NGC 1313 X-2	A-9
A.5	NGC 1365 X-1	A-12
A.6	IC342 X-1	A-14
A.7	LMC X-1	A-16
A.8	Holmberg II X-1	A-18
A.9	M 81 X-6	A-22
A.10	Holmberg IX X-1	A-24
A.11	IC2574 X-1	A-26
A.12	NGC 4449 X-1	A-28
A.13	NGC 4559 X-7	A-30
A.14	NGC 4559 X-10	A-32
A.15	NGC 4631 H7	A-34
A.16	NGC 4861 X-2	A-36
A.17	NGC 4861 X-1	A-38
A.18	NGC 5204 X-1	A-40
A.19	M83 X-30	A-42
A.20	NGC 5408 X-1	A-44
A.21	M101 S8	A-48
A.22	NGC 7714 X-2	A-50
A.23	NGC 7793 P13	A-52

Table des figures

1.1	Schéma d'une superbulle	11
1.2	Binaire X de faible masse.	18
1.3	Spectres de noyaux actifs	21
1.4	Modélisation des galaxies de Seyfert.	22
2.1	Le satellite ROSAT	28
2.2	Le ciel vu en rayons X par le ROSAT All-Sky Survey.	29
2.3	Coupe de ROSAT	30
2.4	Résolution du PSPC en fonction de l'énergie.	30
2.5	FWHM de la PSF du PSPC en fonction de la distance au centre du champ de vue.	31
2.6	FWHM de la PSF du HRI en fonction de la distance au centre du champ de vue.	31
2.7	Comparaison entre la FWHM théorique de la PSF du HRI en fonction de la distance au centre du champ de vue, et celle mesurée pour deux observations.	32
2.8	Le satellite XMM-Newton	32
2.9	Les instruments d'XMM-Newton	33
2.10	Le spectrographe CARELEC	34
2.11	Les spectro-imageurs MOS et OSIS	36
2.12	EMMI	37
2.13	Ajustement de la calibration photométrique en B et R pour la campagne ESO de 1999	42
2.14	Ajustement de la calibration photométrique en B et R pour la campagne ESO de 2000	43
2.15	Ajustement de la calibration photométrique en B et R pour la campagne CFHT de 2000	43
2.16	Ajustement de la calibration photométrique en B et R pour la campagne CFHT de 2001	44
2.17	Exemple de détermination de la déformation géométrique d'un spectre	45
2.18	Calcul du biais	46

2.19	Calcul du flat field normalisé	46
2.20	Calibration en longueur d'onde	47
2.21	Calcul de la réponse de la CCD	47
2.22	Extraction et calibration d'un spectre optique	48
3.1	Image radio de SS 433 W 50	60
3.2	Spectre CARELEC du quasar dans NGC 4258	62
4.1	M 81 X-6	69
4.2	IC342 X-1	70
4.3	Holmberg IX X-1	71
4.4	Holmberg IX X-1	72
4.5	NGC 5204 X-1	73
4.6	NGC 1313 X-2	74
4.7	Image composite de NGC 1313 X-2 en B, U et H_{α}	77
5.1	LMC X-1 et la nébuleuse N159F	80
5.2	Spectre de LMC X-1	81
5.3	NGC 1313 X-1	81
5.4	Position de la fente pour NGC 1313 X-1 et émission de $(OI)\lambda 6300$	82
5.5	Image trois couleurs de HSK 70 dans la galaxie naine Holmberg II	84
5.6	Spectre optique fente large de l'ULX dans Holmberg II	87
5.7	HSK 70 vue dans différentes bandes	88
5.8	L'environnement de HSK 70 vu dans trois bandes d'émission.	89
5.9	Distribution d'intensité de différentes raies d'émission et du continu en fonction de la position pour HSK70.	89
5.10	Emissivité de différentes raies en fonction de la distance aux sources ionisantes.	91
5.11	Intensité des raies $HeII\lambda 4686$ et $(OI)\lambda 6300$ dans un milieu de densité uniforme.	92
5.12	Carte de la densité du gaz de HSK70.	92
5.13	Modélisation de l'intensité des raies H_{α} , $HeII\lambda 4686$ et $(OI)\lambda 6300$ pour HSK70.	92
6.1	Image composite de NGC 1313 X-2 en B, U et H_{α}	97
7.1	Exemple du produit xmmrosat.	106
A.1	NGC 55 X-7	A-3
A.2	NGC 55 X-3	A-4

A.3	NGC 1313 X-3	A-5
A.4	NGC 1313 X-3	A-6
A.5	NGC 1313 X-1	A-7
A.6	NGC 1313 X-1	A-8
A.7	NGC 1313 X-2	A-9
A.8	NGC 1313 X-2	A-10
A.9	Spectre optique haute résolution de la bulle autour de NGC 1313 X-2	A-11
A.10	NGC 1365 X-1	A-12
A.11	NGC 1365 X-1	A-13
A.12	IC342 X-1	A-14
A.13	IC342 X-1	A-15
A.14	LMC X-1	A-16
A.15	LMC X-1	A-17
A.16	Holmberg II X-1	A-18
A.17	Holmberg II X-1	A-19
A.18	Spectre optique de la nébuleuse qui entoure Holmberg II X-1	A-20
A.19	M 81 X-6	A-22
A.20	M 81 X-6	A-23
A.21	Holmberg IX X-1	A-24
A.22	Holmberg IX X-1	A-25
A.23	IC2574 X-1	A-26
A.24	IC2574 X-1	A-27
A.25	NGC 4449 X-1	A-28
A.26	NGC 4449 X-1	A-29
A.27	NGC 4559 X-7	A-30
A.28	NGC 4559 X-7	A-31
A.29	NGC 4559 X-10	A-32
A.30	NGC 4559 X-10	A-33
A.31	NGC 4631 H7	A-34
A.32	NGC 4631 H7	A-35
A.33	NGC 4861 X-2	A-36
A.34	NGC 4861 X-2	A-37
A.35	NGC 4861 X-1	A-38

A.36 NGC 4861 X-1	A-39
A.37 NGC 5204 X-1	A-40
A.38 NGC 5204 X-1	A-41
A.39 M 83 X-30	A-42
A.40 M 83 X-30	A-43
A.41 NGC 5408 X-1	A-44
A.42 NGC 5408 X-1	A-45
A.43 NGC 5408 X-1 vue par la caméra EPIC d’XMM-Newton	A-46
A.44 Ajustement du spectre XMM-Newton de NGC 5408 X-1	A-47
A.45 M 101 S8	A-48
A.46 M 101 S8	A-49
A.47 NGC 7714 X-2	A-50
A.48 NGC 7714 X-2	A-51
A.49 NGC 7793 P13	A-52
A.50 NGC 7793 P13	A-53

Liste des tableaux

1.1	Comparaison sommaire entre les binaires X de grande masse et les binaires X de faible masse.	18
2.1	Caractéristiques des instruments d’XMM-Newton.	33
2.2	Campagnes d’observations optiques.	34
2.3	Caractéristiques de la CCD EEV	35
2.4	Caractéristiques des CCD STIS2 et EEV1	36
2.5	Caractéristiques des CCD d’EMMI	38
2.6	Caractéristiques des filtres optiques utilisés	38
2.7	Coefficients d’extinction.	50
8.1	Télescopes et instruments utilisés pour l’imagerie et la spectroscopie dans le programme XID.	110
A.1	Liste des sources observées.	A-2
A.2	Magnitudes des objets proches de NGC 55 X-7	A-3
A.3	Magnitudes B et R de NGC 1313 X-3	A-5
A.4	Magnitudes des objets proches de NGC 1313 X-1	A-7
A.5	Magnitudes des objets proches de NGC 1313 X-2	A-9
A.6	Magnitudes des objets proches de NGC 1365 X-1	A-12
A.7	Magnitudes des objets proches de IC 342 X-1	A-14
A.8	Magnitudes des objets proches de Holmberg II X-1	A-18
A.9	Analyse du spectre optique de la nébuleuse qui entoure Holmberg II X-1.	A-21
A.10	Magnitudes des objets proches de M 81 X-6	A-22
A.11	Magnitudes des objets proches de Holmberg IX X-1	A-24
A.12	Magnitudes des objets proches de IC 2574 X-1	A-26
A.13	Magnitudes des objets proches de NGC 4449 X-1	A-28
A.14	Magnitudes des objets proches de NGC 4559 X-7	A-30

A.15	Magnitudes des objets proches de NGC 4631 H7	A-34
A.16	Magnitudes des objets proches de NGC 4861 X-2	A-36
A.17	Magnitudes des objets proches de NGC 5204 X-1	A-40
A.18	Magnitudes des objets proches de M 101 S8	A-48
A.19	Magnitudes des objets proches de NGC 7793 P13	A-52

Résumé

Malgré de nombreux efforts tant sur le plan observationnel que théorique, nous ne connaissons que très peu de choses sur la nature des sources X très lumineuses qui n'appartiennent pas au noyau de la galaxie hôte et qui semblent dépasser (ou dépassent) très largement la limite d'Eddington d'un objet de quelques masses solaires.

Ce travail présente dans une première partie l'étude multi-longueurs d'onde d'un échantillon de certains de ces objets à travers les observations X des satellites ROSAT et XMM-Newton et les résultats d'observations optiques menées à l'Observatoire de Haute-Provence, à l'ESO et au CFHT. Ces objets ont été étudiés depuis des décennies mais on ne connaît pourtant que peu de choses à leur sujet, et pour la première fois de nombreuses nébuleuses en émission ont été découvertes à proximité de la source X. Et plus encore, une de ces nébuleuses semble être photoionisée par les rayons X, ce qui tend à prouver par la même occasion que l'émission X de l'objet dépasse largement la limite d'Eddington d'un objet de quelques dizaines de masses solaires !

Une deuxième partie de ce travail est consacrée à une tâche plus technique qui fut l'écriture d'un programme intégré à une chaîne de traitement automatique des données du satellite européen XMM-Newton.

PREMIÈRE PARTIE

La fonction de luminosité des sources X accrétantes du Groupe Local présente une coupure très nette qui correspond à la limite d'Eddington $L_E = 1,3 \times 10^{38} M/M_\odot \text{ erg s}^{-1}$ pour un objet de masse M . Au-delà de L_E , l'accrétion stable ne serait plus possible car la pression de radiation repousserait toute la matière loin de l'étoile compacte.

Cependant, un grand nombre de sources non-nucléaires sont recensées dans les galaxies proches, avec des luminosités X plus grandes que $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ pouvant aller jusqu'à quelques $10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ (ce qui est supérieur à l'émission totale du Groupe Local). De telles luminosités nécessitent des objets compacts d'au moins plusieurs dizaines de masses solaires si on considère que la limite d'Eddington est respectée, or les modèles d'évolution stellaire actuellement disponibles ne sont pas capables de produire des objets compacts aussi massifs.

Ces objets, considérés par quelques auteurs comme des trous noirs de masse intermédiaire, entre les trous noirs stellaires et les noyaux actifs de galaxie ($10^2 - 10^4 M_\odot$), sont dénommés de diverses façons, dont UltraLuminous X-ray sources (ULX). Les ULX regroupent diverses catégories d'objets qui ne sont ni des étoiles d'avant-plan ni des NAG d'arrière-plan, ni des

supernovæ récentes ou de jeunes restes de supernova (pour lesquels la limite d'Eddington ne s'applique évidemment pas). Beaucoup d'ULX (y compris celles précédemment considérées comme des restes de supernova) sont variables sur de courtes périodes de temps comprises entre quelques heures et quelques jours, ce qui suggère que l'objet est de nature compacte.

Une solution possible à ce problème est de considérer une émission fortement anisotrope, collimatée dans la ligne de visée de l'observateur, ce qui réduit la quantité d'énergie réellement émise par la source, conduisant alors à des accréteurs plus conventionnels ($\leq 10M_{\odot}$) qui respectent la limite d'Eddington.

Les spectres X de plusieurs ULX observées par ASCA ont été ajustés avec succès par des modèles de «disque corps noir» (souvent complétés par une loi de puissance) en considérant un disque d'accrétion épais. Le modèle représente bien les spectres de candidats trous noirs galactiques, et cela a souvent été considéré comme une preuve que certaines ULX sont des trous noirs accrétants. Cependant, cette interprétation rencontre certaines difficultés dont, parmi d'autres, un rayon intérieur du disque trop petit.

Seule l'observation XMM-Newton de la galaxie NGC 5408 a pu être délivrée par l'ESA au cours de cette thèse. Le spectre de cette source est bien ajusté par un modèle de disque corps noir additionné d'une loi de puissance. Les observations ROSAT provenant des archives ou des demandes de temps fournissent peu de détails quant au type spectral des autres sources et leur résolution instrumentale est à la limite des facteurs permettant d'établir l'étendue spatiale de l'objet. Il a également fallu corriger l'astrométrie de certaines observations, ce qui n'a été possible que dans le cas où des étoiles d'avant-plan étaient présentes dans le champ. Les observations Chandra disponibles ont fourni des informations plus précises quant à l'astrométrie.

Beaucoup d'idées concernant la nature des ULX ne resteront que des spéculations jusqu'à ce que nous ayons des éléments provenant d'observations à d'autres longueurs d'onde. C'est pourquoi un programme d'observations a été mené au cours de cette thèse afin d'identifier les contreparties optiques de certaines ULX et d'étudier la population stellaire et interstellaire locale.

Les observations optiques effectuées durant cette thèse ont permis la surprenante découverte de nébuleuses en émission à la position de plusieurs ULX. Certaines ont précédemment été interprétées comme étant des restes de supernova mais la variabilité de leur émission X semble écarter cette hypothèse. Ces nébuleuses ont un diamètre de quelques centaines de parsecs et montrent des raies en émission de haute et de basse ionisation. Le gaz doit être soit photo-ionisé par le continu XUV dur, soit ionisé par les chocs dans les bulles en expansion. Les nébuleuses ont des âges cinématiques de quelques millions d'années et semblent être soit directement liées au processus hautement énergétique de formation de l'objet compact, soit gonflées par les vents/jets de l'activité stellaire. La découverte de la raie nébulaire intense de recombinaison He II $\lambda 4686$ accompagnée de la forte émission [O I] $\lambda 6300$ autour de l'ULX variable dans la galaxie naine Holmberg II, permet de montrer que le milieu interstellaire «voit» et reprocesses une grande part des $\sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ mesurés aux longueurs d'onde X, si on considère une émission isotrope. La forte collimation dans la ligne de visée invoquée jusque là pour éviter de telles luminosités peut donc être rejetée, au moins pour cette source.

Cette thèse ne représente que le début d'une nouvelle approche observationnelle de l'étude des ULX, et de la compréhension des processus de formation et d'évolution des sources X compactes lumineuses en général.

Comme cela a déjà été constaté par de précédents travaux, les ULX semblent préférer les régions de formation d'étoiles, et certaines galaxies *starburst* en possèdent même plusieurs. Cependant,

les bulles dans Holmberg IX et NGC 1313 sont situées loin d'autres objets jeunes. Il existe vraisemblablement deux populations d'ULX...

Parmi les galaxies plus «calmes», on trouve plutôt les ULX dans des galaxies naines de faible métallicité. Par exemple, dans le groupe de M 81, on ne trouve qu'un de ces objets dans M 81 elle-même, mais on en voit dans IC 2574, NGC 2403, Holmberg II et Holmberg IX. Il est bien connu que l'évolution stellaire des objets massifs est différente dans de tels environnements, principalement parce que la perte de masse est fortement réduite pour les étoiles de faible métallicité durant la phase de pré-supernova. Cela mène à des précurseurs beaucoup plus massifs qui s'effondrent à leur tour en trous noirs plus massifs.

La nature des ULX demeure une véritable énigme, et cette thèse sera vraisemblablement une des clés qui serviront à la résoudre.

DEUXIÈME PARTIE

Une partie de ce travail de thèse est directement liée aux activités du XMM-Newton Survey Science Center (SSC), à travers le développement d'une procédure qui génère un des produits de l'Archival Catalogue Database System (ACDS).

Le SSC est chargé, au nom de l'ESA, de traiter les données scientifiques du satellite XMM-Newton. Les produits résultants sont retournés au XMM-Newton Science Operation Center (SOC) pour l'archivage et la redistribution à l'observateur. Ils constituent le point de départ des recherches de l'observateur et sont archivés pour être rendus public par la suite.

A partir d'une observation d'XMM-Newton le *pipeline* génère un ensemble de produits qui comprend les fichiers de données, les images et des liens hypertexte. Les principaux produits sont les listes d'évènements calibrées, qui fournissent un point de départ pour les analyses à venir. De plus, des produits comme les images, les listes de sources sont également délivrés, tout comme les produits de l'ACDS : les corrélations croisées avec des catalogues d'archives, un graphe montrant leur position sur l'image de la caméra EPIC, une carte de pointage pour chaque source détectée et l'image comparative entre ROSAT et XMM-Newton du champ observé.

Le module, *xmmrosat*, développé au cours de cette thèse, est une procédure IDL qui génère un produit graphique sur lequel les isocontours d'une image de la caméra EPIC d'XMM-Newton sont superposés à une ou plusieurs images des archives de ROSAT qui sont des observations pointées si elles existent, ou une image provenant du ROSAT All-Sky Survey.

Ce produit permet à l'observateur de comparer directement le flux ROSAT et celui d'XMM-Newton, il peut ainsi voir en un seul coup d'œil si de nouvelles sources sont découvertes par XMM-Newton, ou si l'une d'entre elles est variable.

Une plus petite partie de ce travail a également été consacrée à une mission d'observation au William Herschel Telescope de l'Isaac Newton Group of Telescopes pour le bénéfice du programme "An XMM-Newton International Survey (AXIS)" du SSC, dont le but est d'identifier optiquement un grand nombre de sources X provenant d'un échantillon sélectionné parmi les observations d'XMM-Newton.

Première partie

Etude de Sources X Ultra-Lumineuses

Chapitre 1

Propriétés des émetteurs X dans les galaxies

Sommaire

1.1	Le rayonnement X	8
1.2	L'émission X des galaxies	9
1.3	La composante gazeuse et les vents stellaires	10
1.4	Les supernovæ et restes de supernova	13
1.5	Les binaires X	16
1.6	Galaxies actives, noyaux actifs et quasars	20
1.7	Les Sources X Ultra-lumineuses	23

L'observatoire X ROSAT a fait la moisson de milliers de sources parmi lesquelles certaines sont extrêmement lumineuses. Certaines d'entre elles sont connues comme étant des noyaux de galaxies (noyaux actifs ou quasars), mais, par ailleurs, il se dégage une classe de sources X très brillantes ($L_X > 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, sources X ultra-lumineuses ou ULX) appartenant à des galaxies proches et bien distinctes du noyau. Les galaxies hôtes sont d'une part des galaxies elliptiques mais surtout des galaxies naines, bleues, de faible métallicité, ou des galaxies spirales hébergeant des régions de formation d'étoiles intenses. Ces dernières sont communément dénommées *starburst*.

La définition des galaxies *starburst* reste floue. A l'origine, les galaxies qualifiées de *starburst* sont les galaxies dont le flux infrarouge observé par IRAS est supérieur à leur luminosité dans le bleu $L_{IR} > L_B^1$. La grande majorité des galaxies lumineuses en infrarouge correspond à des galaxies spirales riches en gaz en interaction forte (*mergers*) et d'autre part, les forts sursauts de formation d'étoiles doivent être impliqués pour une grande part la luminosité infrarouge (Sanders & Mirabel 1996, Leitherer *et al.* 1999). En effet, lors du sursaut de formation d'étoiles

¹Les galaxies *starburst* classiques M 82 et NGC 253 par exemple, ont des rapports L_{IR}/L_B de 3 et 5 respectivement, alors que la valeur moyenne est $L_{IR}/L_B \sim 0,4$ pour les galaxies spirales (Sanders & Mirabel 1996).

L_{IR} augmente plus vite que L_B . La luminosité L_B est représentative de la population stellaire jeune alors que L_{IR} provient du chauffage des poussières par l'émission UV qui réémettent dans l'infrarouge. Ces objets correspondent à des sursauts de formation d'étoiles dans les galaxies poussiéreuses ou à des galaxies renfermant un noyau actif (NAG).

La nature de certaines galaxies hébergeant les sources X analysées dans cette thèse est différente. Tout d'abord, pour nombre d'entre elles $L_B > L_{IR}$, car leur métallicité est très faible (et contiennent donc moins de poussières), $Z \ll Z_{\odot}$, ce qui conduit à une absorption moindre des rayons UV et par conséquent à une réémission moindre en infrarouge.

D'autre part, ces sources X sont situées en dehors du noyau de la galaxie hôte, dans des régions HII isolées ou appartenant au disque de la galaxie. La question principale concernant l'émission de ces sources X extrêmement lumineuses est de savoir quels sont les mécanismes qui sont à son origine. L'émission X provient-elle du gaz chaud ou de binaires X ? Selon Fourniol (1997), l'émission X observée est trop importante par rapport à la luminosité H_{α} pour être expliquée par les SNR et les vents d'étoiles massives, restent les binaires X pour expliquer la différence entre l'observation et la théorie.

Ce chapitre propose un résumé des propriétés connues des émetteurs X, à travers une présentation des divers processus et des divers objets à l'origine de l'émission X.

1.1 Le rayonnement X

1.1.1 L'astronomie X

L'étude du rayonnement X est une discipline de l'astronomie ayant pour objectif la détection, l'étude et l'analyse des sources émettant un rayonnement de grande énergie, situé dans la partie X du spectre électromagnétique : X mous de 0,05 à 1 keV, X moyens de 1 à 10 keV et X durs de 10 keV à 100 keV ².

Au-dessous de quelques dizaines de kilomètres d'altitude, l'atmosphère terrestre est opaque au rayonnement X, ce qui nécessite l'emploi de techniques spatiales³ pour l'observation astronomique. L'utilisation de ballons est également possible pour les rayons X durs ≥ 40 keV.

1.1.2 Origine du rayonnement X

Un plasma chauffé à des températures de 1 à 100 millions de Kelvins émet un rayonnement thermique *Bremsstrahlung* (rayonnement libre-libre, lié-libre) correspondant à un continu dans la partie X du spectre électromagnétique. D'autre part, le spectre X d'un plasma possède aussi des raies d'émission dues aux éléments composant le plasma - voir par exemple les modèles de Raymond & Smith (1977) et Mewe *et al.* (1995). La prédominance du continu ou des raies dans un spectre X dépend de la température et de la métallicité.

² $1 \text{ eV} = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,60219 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$.

³ Fusées-sondes, satellites, observatoires spatiaux.

Entre 0,1 et 10 keV on observe surtout les transitions des éléments allant de C à Fe pour la couche K et de Si à Fe pour la couche L, pour un gaz de métallicité solaire, ce qui correspond à des températures $T \sim 10^5 - 10^8 K$.

Le rayonnement synchrotron peut également contribuer au continu du spectre d'une source X. De manière générale, les spectres X sont très sensibles aux conditions physiques du milieu émetteur.

Le rayonnement X se rencontre dans la couronne solaire, dans les restes de supernovae (SNR)⁴, dans les noyaux actifs de galaxies et dans le gaz des amas de galaxies. Le rayonnement X est également émis lors de fortes accélérations des électrons et ions piégés dans un champ magnétique (rayonnement synchrotron, non-thermique) : c'est le cas des boucles X de la couronne solaire et également des SNR lors de la propagation d'ondes de choc. Le rayonnement X peut également être produit près d'un objet compact⁵ associé en système binaire à une étoile évoluée, qui transfère de la matière par l'intermédiaire de son vent ou d'un disque d'accrétion lorsqu'elle déborde de son lobe de Roche (binaires X), le rayonnement provenant de la perte d'énergie potentielle de la matière dans le fort champ gravitationnel de l'objet compact. Les binaires X peuvent être les sources de rayons X les plus brillantes après les NAG.

1.2 L'émission X des galaxies

Cette partie est principalement inspirée des articles de Long & van Speybroeck (1983), Fabbiano (1989) et Fabbiano (1996).

La luminosité des galaxies normales, dans la bande X de 2 à 10 keV, varie approximativement de $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ pour les galaxies naines à $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ pour les galaxies géantes.

Les galaxies sont des sources X complexes composées de sources individuelles brillantes (binaires accrétantes, restes de supernova, supernovæ), de composantes gazeuses complexes et parfois de noyaux actifs. Les sources les plus lumineuses de ces galaxies peuvent être observées individuellement (comme les sources super-Eddington, Section 1.7).

L'observation X des galaxies est importante pour les raisons suivantes :

- la connaissance des sources très lumineuses comme les sources X super-Eddington (SES) également dénommées sources X ultra-lumineuses (ULX) ;
- l'amélioration de la compréhension de la formation et de l'évolution des binaires X ;
- l'étude du milieu interstellaire des galaxies spirales ;
- l'approfondissement de nos connaissances sur le potentiel gravitationnel et la formation des galaxies ;
- l'étude de l'activité des noyaux de galaxies ;
- l'exploration de l'enrichissement en métaux du milieu intergalactique et la compréhension de la nature de la forêt Lyman α des quasars.

⁴Le spectre X de telles nébuleuses recèle des raies de nombreux métaux ionisés.

⁵Naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir

Comme les sources X lumineuses ne sont pas communes⁶ il peut se révéler utile de les étudier dans d'autres galaxies que la nôtre pour améliorer notre connaissance du phénomène, pour déterminer la dépendance de la probabilité de formation d'une source X en fonction de la population stellaire et de la morphologie galactique, ainsi que pour découvrir de nouvelles classes d'objets rares.

1.3 La composante gazeuse et les vents stellaires

L'émission X d'une composante chaude du milieu interstellaire a été découverte par le satellite Einstein et confirmée par ROSAT. La température de la composante gazeuse est de quelques millions de Kelvins.

Le phénomène essentiel ayant lieu dans les galaxies *starburst* est la conversion d'énergie cinétique en énergie thermique par des chocs, dans une superbulle. La création d'une superbulle ne peut se faire qu'après un sursaut de formation d'étoiles. Après ce sursaut, les étoiles les plus massives explosent en supernovæ. Lorsque le taux d'énergie cinétique injecté est assez grand pour que le milieu interstellaire du *starburst* soit totalement rempli d'un gaz ténu, chauffé par les vents stellaires et les supernovæ, les collisions, ou le choc entre les éjections stellaires et le milieu interstellaire convertissent l'énergie cinétique de ces dernières en énergie thermique. L'action collective de l'ensemble des supernovæ et des vents stellaires va alors créer une superbulle de gaz chaud (Chevalier & Clegg 1985). Sa pression étant plus grande que celle du milieu interstellaire environnant, elle entre en expansion.

La figure 1.1 montre le schéma d'une superbulle. A l'intérieur de cette bulle, l'action des vents et des supernovæ commence par pousser le gaz interstellaire à une vitesse supersonique ($v \sim \text{quelques } 10^3 \text{ km s}^{-1}$). Il se crée alors un choc (C2) et la vitesse du vent commence à diminuer. L'énergie cinétique du vent se transforme en énergie thermique grâce à la création d'un second choc dans le vent lui-même. En effet, la matière interstellaire accumulée dans la région (4) fait obstacle au vent ce qui crée le choc-retour (C1) qui se déplace beaucoup moins vite que le choc principal, c'est à dire vers les étoiles et supernovæ du centre relativement à (C2). Ce choc est très important car la vitesse des vents est grande.

Différents modèles permettent de déterminer les paramètres de cette structure (rayon, vitesse, pression). On peut s'appuyer pour cela sur le travail de Weaver *et al.* (1977), entre autres, qui traite le cas d'une bulle interstellaire créée autour d'une étoile simple. Il s'apparente au cas idéal d'une superbulle sphérique composée d'un milieu de densité uniforme, gonflée par l'énergie injectée à taux constant qui est fournie par un ensemble d'étoiles massives distribuées dans une région dont la taille est bien plus petite que celle de la superbulle. Dans ce cas très simple, les relations de Weaver *et al.* (1977) permettent de déterminer le rayon et la vitesse d'expansion de la superbulle comme fonction du taux d'injection d'énergie cinétique, de la densité du gaz ambiant et de l'âge de la bulle. Les équations de conservation du moment et de l'énergie peuvent être utilisées pour relier le rayon R de la bulle et sa vitesse \dot{R} au taux d'énergie mécanique $L_{\text{mech}} = 1/2 \dot{M} V^2$ produite par les vents stellaires et les supernovæ (McCray 1983). Soit

⁶quelques dizaines dans notre galaxie dont aucune n'est une ULX et il en va de même dans les autres galaxies du Groupe Local

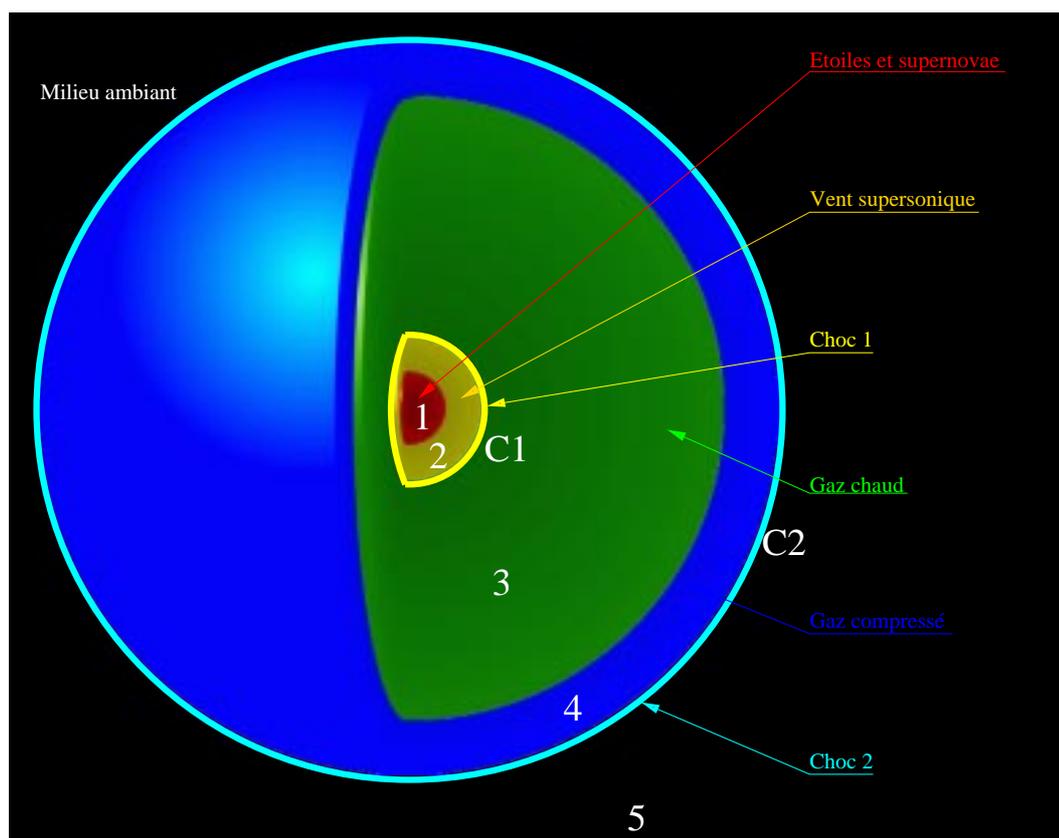


FIGURE 1.1 – SCHÉMA D'UNE SUPERBULLE. La structure d'une superbulle peut être décomposée de la manière suivante :

- (1)- La région dans laquelle l'ensemble des étoiles et des supernovæ injecte de la masse et de l'énergie.
- (2)- Région de vent supersonique.
- (C1)- Choc-retour.
- (3)- Cette région de gaz chaud est la combinaison des vents de la zone (2) qui ont traversé le choc-retour (C1) mélangés au matériel évaporé par le gaz chaud qui se trouve à la limite interne de la zone (4) et/ou à des nuages interstellaires engloutis par la superbulle.
- (4)- Enveloppe mince et dense formée par le gaz ambiant qui a été balayé, choqué et comprimé, et ainsi refroidit radiativement tandis que le gaz chaud de la zone (3) s'étend à une vitesse supersonique dans le milieu ambiant.
- (C2)- Choc principal.
- (5)- Milieu ambiant.

l'équation de conservation du moment (seconde loi de Newton) :

$$\frac{d}{dt}(M\dot{R}) = 4\pi R^2 P \quad (1.1)$$

où $M = (4\pi R^3/3)1,4m_H n_0$ est la masse de l'enveloppe, $m_H \equiv m_p$ la masse d'un atome d'hydrogène, n_0 la densité du milieu ambiant et P la pression intérieure de la bulle. L'équation de conservation de l'énergie est déterminée en supposant que l'énergie totale thermique de la bulle est égale au taux d'énergie mécanique fournie par les vents stellaires et les supernovæ moins

la perte d'énergie (le travail $PdV = 4\pi R^2 P \dot{R}$) due à la rencontre du gaz chaud avec le milieu ambiant (expansion) :

$$\frac{d}{dt} (E_{th,totale}) = L_{mech}(t) - 4\pi R^2 P \dot{R} \quad (1.2)$$

La combinaison des équations 1.1 et 1.2, sachant que $(E_{th,totale}) = (4\pi R^3/3) (3/2P)$ donne :

$$R^4 \left(\frac{d\dot{R}}{dt} \right) + 12R^3 \left(\frac{dR}{dt} \right) \left(\frac{d\dot{R}}{dt} \right) + 15R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^3 = \frac{3}{2\pi} \frac{L_{mech}}{n_0} \quad (1.3)$$

Pour une luminosité du vent constante $L_{mech}(t) = L_0$, il existe une solution auto-similaire :

$$R = \left(\frac{125}{154\pi} \right)^{\frac{1}{5}} \times L_0^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} t^{\frac{3}{5}} \quad (1.4)$$

et

$$V = \dot{R} = \frac{3}{5} \left(\frac{125}{154\pi} \right)^{\frac{1}{5}} \times L_0^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} t^{-\frac{2}{5}} \quad (1.5)$$

soit

$$R = 26,2 L_{36}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} t_6^{\frac{3}{5}} pc \quad (1.6)$$

et

$$V = 15,4 L_{36}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} t_6^{-\frac{2}{5}} km s^{-1} \quad (1.7)$$

soit

$$L = 4 \cdot 10^{29} R_{(pc)}^2 v_{(km s^{-1})}^3 n_0 erg s^{-1} \quad (1.8)$$

où $L_{36} = L_0/10^{36} erg s^{-1}$ et $t_6 = t/10^6 ans$. Pour cette solution $5/11^{eme}$ de la luminosité du vent sert à accroître l'énergie interne de la bulle et $6/11^{eme}$ va au travail PdV . L'énergie de la bulle E_b augmente donc comme $E_b(t) = 5L_0 t/11$ et la pression de la bulle est :

$$\frac{P_b}{k} = \frac{E_b}{2\pi k R^3} = 3,12 \cdot 10^4 L_{36}^{\frac{2}{5}} n_0^{\frac{3}{5}} t_6^{-\frac{4}{5}} cm^3 K \quad (1.9)$$

ce qui est environ dix fois la pression thermique moyenne du milieu interstellaire.

Ce modèle est cependant fortement limité en ce qui concerne la température intérieure dans le sens où le refroidissement radiatif et les effets du champ magnétique sont négligés. Shull (1993) propose une discussion concernant ces points.

La densité caractéristique n_b et la température T_b de l'intérieur de la bulle sont déterminés par l'apport de masse du gaz qui s'évapore de la coquille et des autres sources (matière interstellaire entraînée, nuages qui pénètrent dans la bulle, etc...). Si on considère seulement l'évaporation de la coquille, la perte de masse \dot{M}_b est

$$\dot{M}_b = \frac{16\pi\mu R (6 \cdot 10^{-7} T_b^{\frac{5}{2}}) \kappa_0}{25k} \quad (1.10)$$

où $\mu = 0,609 m_H$ est la masse moyenne des particules pour un gaz totalement ionisé avec $He/H = 0,1$. Ce calcul fait l'hypothèse d'une conductivité classique (Spitzer 1962) en unités cgs, multipliée par le facteur d'échelle sans dimension $\kappa_0 \leq 1$ pour tenir compte d'une éventuelle suppression magnétique. Pour les profils de température intérieure $T(r) = T_b[1 - (r/R)]^{2/5}$ et de densité $n(r) = n_b[1 - (r/R)]^{-2/5}$ on trouve $M_b = (125\pi/39)(1,4 m_H n_b R^3)$ et $T_b = (PR^3/M_b)(\mu/k)(125\pi/39)$. En intégrant \dot{M}_b avec les expressions précédentes de $R(t)$, $P(t)$ et $T_b(t)$ on arrive aux expressions :

$$M_b = 46 L_{36}^{27} n_0^{-2/35} t_6^{41/35} \kappa_0^{2/7} M_\odot \quad (1.11)$$

$$T_b = 1,85 \cdot 10^6 L_{36}^{8/35} n_0^{2/35} t_6^{-6/35} \kappa_0^{-2/7} K \quad (1.12)$$

$$n_b = 7,3 \cdot 10^{-3} L_{36}^{6/35} n_0^{19/35} t_6^{-22/35} \kappa_0^{2/7} \text{ cm}^{-3} \quad (1.13)$$

où $n_b = P/2,3kT_b$ pour la densité des noyaux d'hydrogène. Il faut remarquer que les effets de suppression magnétique de la conductivité devraient être très forts ($\kappa_0 \ll 1$) pour produire un accroissement important de la température intérieure. Plus vraisemblablement, la densité intérieure et la température sont régulées par l'entraînement et la pénétration de nuages interstellaires qui survivent à la photo-évaporation due aux étoiles O. Ces nuages engloutis dans la bulle provoquent une diminution de la température et une augmentation de la densité.

1.4 Les supernovæ et restes de supernova

Le phénomène supernova (SN) se produit lors de la phase explosive d'étoiles au terme de leur évolution et s'accompagne d'une spectaculaire libération d'énergie ($E_{\text{cinétique}} \sim 10^{51} \text{ erg}$). Pendant quelques semaines, ces étoiles émettent une puissance (ou luminosité) comparable à celle d'une galaxie de plusieurs milliards d'étoiles.

Le type *Ia* de SN, ne présente aucune signature de l'hydrogène dans le spectre. Le modèle accepté est le suivant : l'étoile précurseur est généralement une naine blanche appartenant à un système binaire et privée de son enveloppe d'hydrogène, dissipée lors d'une phase antérieure de perte de masse intense. L'accrétion de matière provenant de l'étoile compagnon augmente la masse de l'objet compact jusqu'au seuil critique de $1,4 M_\odot$ (limite de Chandrasekhar). Une catastrophe thermonucléaire s'enclenche alors. Cette explosion, accompagnée d'une libération importante de neutrinos, engendre des ondes de choc qui chauffent les débris jusqu'à une température d'un million de Kelvins et les accélèrent jusqu'à des vitesses d'une dizaine de milliers de kilomètres par seconde. Leur courbe de lumière après le maximum décroît lentement.

Le second type de SN, dit de type *II* (ex : SN1987A), présente la signature spectrale de l'hydrogène dans le spectre émis au maximum de lumière. Ces SN de sont en général deux magnitudes absolues plus faibles que les SN de type *I*. L'hypothèse retenue pour modéliser ce second type

de SN suppose que les précurseurs sont des étoiles massives de 8 à 25 M_{\odot} dans le stade de supergéante rouge ou bleue. L'effondrement gravitationnel du cœur de fer (accompagné d'une libération importante de neutrinos), qui conduit à former une étoile à neutrons ou un trou noir, engendre une onde de choc expulsant l'enveloppe du précurseur à des vitesses de l'ordre de 5000 km s^{-1} . Ces SN de type *II* sont surtout observées dans les galaxies spirales. Les progéniteurs des SN de type *Ib* et *Ic* sont également des étoiles massives, probablement des étoile Wolf-Rayet qui ont perdu respectivement leur enveloppe d'hydrogène et leur enveloppe d'hélium à cause de leur fort vent, ce qui explique qu'on ne voit pas d'hydrogène dans le spectre de ces SNR.

Pour les deux types d'évènements, les restes de supernova (SNR) sont observables dans les domaines radio et X pendant environ 10^5 ans, c'est à dire jusqu'à ce que le SNR se mélange au milieu interstellaire ou à d'autres SNR.

Le phénomène SN est un mécanisme efficace qui injecte dans le milieu interstellaire des éléments lourds synthétisés préalablement par l'étoile ou au cours de l'explosion supernova. Ce processus enrichit ainsi le matériau interstellaire à partir duquel les futures générations d'étoiles vont se former. Les supernovæ contribuent aussi significativement au chauffage du milieu interstellaire lors de la dissipation d'énergie des ondes de choc.

L'observation des SNR, en rayons X pour la phase chaude et en optique pour la phase «tiède», fournit des informations quant à la composition de l'éjecta qui nourrit le milieu interstellaire des galaxies. Le spectre X de ces sources est mou comparé à celui des sources de même luminosité. Par ailleurs, les supernovæ de type *II* sont des sources très lumineuses en X.

L'explosion en supernova d'une étoile massive au terme de son évolution thermonucléaire engendre une nébuleuse en expansion. Cette couche de gaz est parfois observée dans le visible et parfois par son émission thermique X⁷ ou radio non thermique⁸. En effet, la propagation de cette coquille de matière dans le milieu interstellaire engendre des ondes de choc⁹, chauffant le gaz qui se refroidit en émettant un rayonnement X, UV et optique.

Dans le domaine des rayons X, les restes de supernova émettent selon trois mécanismes distincts. L'émission X de la coquille de gaz des SNR est principalement produite par le milieu interstellaire chauffé par les chocs et l'éjecta riche en métaux, de sorte que son spectre X est dominé par un *Bremsstrahlung* thermique et de nombreuses raies d'émission atomiques. La température caractéristique du plasma qui émet en X est $0,3 - 2 \text{ keV}$, et les raies d'émission de divers éléments lourds n'ont pas encore atteint l'équilibre d'ionisation collisionnelle dans les jeunes SNR. Les autres types de SNR sont similaires à la Nébuleuse du Crabe, dont le spectre X est représenté par une loi de puissance dont l'index de photon $\Gamma \sim 2,0$. Le mécanisme d'émission est la radiation synchrotron alimentée par une étoile à neutrons en rotation en son centre. Une composante en loi de puissance plus dure est également observée dans quelques SNR, comme SN 1006 (Koyama *et al.* 1995). Elle est expliquée comme étant une émission synchrotron due à des électrons accélérés jusqu'à $\sim 10^{14} \text{ eV}$ par des processus de Fermi à l'intérieur des chocs. Cette composante forme une «aile dure», superposée à l'émission molle du plasma.

⁷ $L_X \sim 10^{35} - 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$

⁸Rayonnement synchrotron.

⁹ $v \sim 5 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1} \gg c_{S(MIS)}$

La configuration physique du reste de supernova change plusieurs fois au cours de son évolution, de ce fait, l'expansion est généralement caractérisée par plusieurs étapes (Woltjer 1972). Si on considère que l'expansion obéit à une loi de puissance en fonction du temps, où le rayon du choc $R_S \propto t^\eta$, et t est mesuré depuis le moment de l'explosion, on peut identifier ces étapes par les différentes valeurs que prend l'exposant η .

On peut ainsi décomposer la croissance du reste de supernova en trois phases.

Initialement, la masse et le moment du matériel éjecté domine l'évolution et celui-ci est en expansion libre $\eta_{ej} = 1$. En plus du choc créé à l'avant de l'éjecta et qui rencontre le milieu interstellaire, un choc en retour se propage également à rebours vers l'éjecta (McKee 1974).

Après quelques milliers d'années, les restes de supernovæ entrent dans la phase adiabatique, où la masse du reste de supernova est dominé par le matériel interstellaire balayé par l'éjecta. Cette phase est celle de Sedov-Taylor (Sedov 1959 et Taylor 1950) pour laquelle $\eta_{ST} = \frac{2}{5}$:

$$R = 80,8 E_{51}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} t_6^{\frac{2}{5}} pc \quad (1.14)$$

$$V = 31,5 E_{51}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} t_6^{-\frac{3}{5}} km s^{-1} \quad (1.15)$$

où le rayon du SNR R et sa vitesse d'expansion V sont donnés en pc et $km s^{-1}$ respectivement, l'énergie de la SN $E_{51} = E/10^{51} erg$ et l'âge du SNR $t_6 = t/10^6 ans$. Le matériel choqué se refroidit et forme une fine coquille qui joue le rôle d'un «chasse-neige» («*snowplow*») à travers le milieu interstellaire, conduit par son moment propre et par la pression de l'intérieur chaud et globalement isobare (Cox 1972, Chevalier 1974). A t_{PDS} , quand la vitesse du fluide après le choc s'approche de la vitesse du choc (cas d'un choc isotherme), la phase radiative ou *pressure-driven snowplow* (PDS) commence. En absence de refroidissement intérieur, les solutions analytiques standard donnent $R_S \propto t^{\frac{2}{7}}$ (McKee & Ostriker 1977).

Le stade ultime de cette évolution intervient lorsque la vitesse du choc décroît jusqu'à la vitesse du son du gaz environnant, la coquille se casse et le reste de supernova se fond dans le milieu interstellaire.

Cioffi *et al.* (1988) ont examiné l'évolution d'un SNR d'un point de vue numérique et analytique, et ont montré une structure analytique simple qui reproduit l'évolution cinétique d'un reste de supernova au cours des différents stades. Pour cela, ils considèrent un modèle simple : pression du milieu extérieur négligeable, symétrie sphérique, milieu interstellaire (MIS) homogène et uniforme, refroidissement par la poussière négligeable et pas de conduction thermique. Ils ont alors effectué une simulation numérique et développé un modèle analytique pour le rayon et la vitesse du choc extérieur du SNR pendant la phase *pressure-driven snowplow* (PDS) pour $t \gg t_{PDS}$:

$$R = 56 E_{51}^{0,22} n_0^{-0,257} t_6^{0,3} pc \quad (1.16)$$

$$V = 16,9 E_{51}^{0,22} n_0^{-0,257} t_6^{-0,7} km s^{-1} \quad (1.17)$$

où R est le rayon et V la vitesse d'expansion du SNR après $10^6 t_6 ans$, E_{51} l'énergie de l'explosion en unités de $10^{51} erg$ et n est la densité interstellaire (cm^{-3}) du milieu dans lequel le SNR s'étend. Si R et V peuvent tous deux être mesurés, on peut résoudre pour E :

$$E = 6,8 10^{43} R_{(pc)}^{3,16} V_{(km s^{-1})}^{1,35} n^{1,16} erg \quad (1.18)$$

Ces résultats seront appliqués à l'observation de la bulle proche de la position de NGC 1313 X-2 et comparés à ceux correspondant à une superbulle (Section 1.3) dans le chapitre 4.

1.5 Les binaires X

1.5.1 Nature des binaires X

Les articles de van den Heuvel (1992), King (1995), Verbunt & van den Heuvel (1995) et White *et al.* (1995) ont servi de base pour la rédaction de cette section.

La moitié des étoiles sont associées en systèmes binaires. Les binaires X, ou variables X, sont des systèmes binaires d'étoiles dont l'émission est observée principalement dans le domaine X du spectre électromagnétique. Ces systèmes sont des binaires serrées au sein desquelles un phénomène d'accrétion transfère une fraction de masse de l'étoile compagne à un objet compact. Sous l'effet du champ gravitationnel puissant de l'objet compact, la matière est transférée depuis l'étoile vers ce dernier, dont la perte d'une partie de son énergie potentielle produit l'émission X observée. L'échange de matière peut se faire par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion¹⁰. En effet, le moment angulaire de la matière accrétante ne se dissipe pas facilement ce qui forme un disque d'accrétion où la matière décrit des orbites képlériennes. La variabilité observée résulte des propriétés de l'aspect de la binaire («pulsations», orbite) et de ses propriétés intrinsèques (instabilité du disque d'accrétion, variation du taux d'accrétion, etc).

Beaucoup de binaires X sont des sources transitoires visibles quelques jours, puis décroissent dans un délai de quelques dizaines à quelques centaines de jours. Ceci peut provenir d'une instabilité dans le disque d'accrétion ou d'une éjection soudaine de matière du compagne. Ces phénomènes peuvent être quasi-périodiques ou aléatoires.

Les facteurs importants déterminant les propriétés de l'émission d'un objet compact accrétant sont la nature de l'objet central (trou noir ou étoile à neutrons¹¹) et la géométrie du flux d'accrétion depuis le compagne. Tout ceci détermine si la région d'émission est une petite région autour du pôle magnétique de l'étoile à neutrons, ou un disque chaud d'accrétion autour d'un trou noir, une région de choc dans un flux sphérique, ou la limite entre un disque d'accrétion et la surface d'une étoile à neutrons. Deux autres facteurs influents sont la masse de l'objet central et le taux d'accrétion dont dépendent la luminosité globale, la forme spectrale et le temps de variabilité de l'émission.

La luminosité engendrée par l'accrétion vaut

$$L = \frac{\Delta E_{accrétion}}{\Delta t} \quad (1.19)$$

avec

$$E = \int_R^\infty F_G(r) dr = \int_R^\infty -G \frac{M \Delta m}{r^2} dr = G \frac{M \Delta m}{R} \quad (1.20)$$

¹⁰ou accrétion à partir du vent, disque circumstellaire.

¹¹Dans le cas d'une étoile à neutrons, la force et la géométrie du champ magnétique sont déterminants.

où F_G est la force de gravité exercée sur une particule élémentaire de masse Δm située à une distance r du centre de l'objet accrétant de masse M et de rayon R , G étant la constante de gravitation.

L'expression de la luminosité L est donc donnée par

$$L = \frac{GM}{R} \frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{GM}{R} \dot{M} \quad (1.21)$$

où \dot{M} est le taux d'accrétion.

D'autre part, on a également

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.22)$$

où η est le rendement, on voit que $\eta = \frac{GM}{Rc^2}$, ce qui, dans le cas d'une étoile à neutrons de masse $M = 1 M_\odot$ et de rayon $R = 10 \text{ km}$, donne $\eta \sim 0,15$. A titre de comparaison, on peut noter que lors de la fusion nucléaire de quatre atomes d'hydrogène de masse m_H en un atome d'hélium de masse m_{He} , on a $\eta = \frac{4m_H - m_{He}}{4m_H} \sim 0,007$. On remarque donc que l'accrétion sur une étoile à neutrons est un processus de conversion d'énergie 20 fois plus efficace que la fusion nucléaire.

Par ailleurs, une étoile à neutrons à fort champ magnétique verra la matière de son compagnon suivre les lignes de son champ et arriver sur ses pôles magnétiques. Dans le cas où l'axe magnétique et l'axe de rotation ne sont pas alignés, des pulsations X seront observées si l'émission des pôles passe par la ligne de visée. Si le champ magnétique est plus faible, le disque d'accrétion peut toucher ou s'approcher très près de la surface de l'étoile à neutrons. L'énergie qui s'échappe de la surface de l'étoile, de l'intérieur du disque d'accrétion et de la couche séparant le disque et l'étoile à neutrons domine l'émission. Si l'objet central est un trou noir¹², le rayonnement X provient de l'intérieur du disque résultant d'un échauffement visqueux et de l'effet Compton-inverse.

Les binaires X de plus grande masse¹³ associent un objet compact massif¹⁴ à une géante ou une supergéante de type spectral récent¹⁵. Pour les binaires X les moins massives (Figure 1.2), l'objet compact est accompagné d'une étoile de la séquence principale de type spectral tardif ou intermédiaire. Le tableau 1.1 présente une comparaison sommaire entre les binaires X de grande masse et les binaires X de faible masse.

Le type spectral du compagnon détermine le mode de transfert de masse vers l'objet compact et la nature du voisinage de l'objet compact. Dans le cas des binaires X de faible masse, le compagnon est plus tardif que le type A, et peut, dans certains systèmes évolués, être une naine blanche. Une étoile de type tardif ou dégénéré ne possède pas de vent suffisamment fort pour produire la source X observée. Un transfert de masse significatif ne pourra être observé que si le compagnon remplit le lobe de potentiel gravitationnel critique, le lobe de Roche.

Dans les binaires X de grande masse, l'étoile O ou B possède un vent stellaire important de 10^{-9} à $10^{-6} M_\odot \text{ an}^{-1}$ avec une vitesse de plus de 1000 km s^{-1} . Une étoile à neutrons ou un trou noir sur une orbite relativement proche capture une fraction importante de ce vent, en plus de

¹²qui ne possède pas de surface.

¹³telles Centaurus X-3 et Cygnus X-1.

¹⁴étoile à neutrons ou trou noir.

¹⁵O ou B

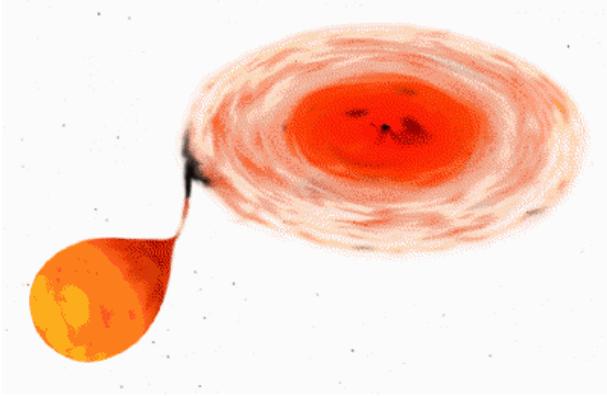


FIGURE 1.2 – BINAIRE X DE FAIBLE MASSE.

TABLEAU 1.1 – COMPARAISON SOMMAIRE ENTRE LES BINAIRES X DE GRANDE MASSE ET LES BINAIRES X DE FAIBLE MASSE.

Binaires X de grande masse	Binaires X de faible masse
La contrepartie optique correspond à un type d'étoile massif et lumineux, le spectre est de type O ou B et la luminosité optique est plus grande que la luminosité X.	La contrepartie optique est faible et rouge (type K ou M) et la luminosité optique vaut moins d'un dixième de la luminosité X.
Ces couples sont concentrés dans le plan galactique, ce qui correspond à une population stellaire jeune (moins de quelques 10^7 ans).	Ces sources sont concentrées près du centre galactique, ce qui correspond à une population stellaire ancienne ($> 10^8$ ans).
Le spectre X est relativement dur (température caractéristique $kT \geq 15 \text{ keV}$ dans la bande 2-20 keV).	Le spectre X est plus mou (température caractéristique $kT \leq 10 \text{ keV}$ dans la bande 2-20 keV).

la matière qui déborde du Lobe de Roche. Les rayons X doivent traverser le vent, créant une absorption photoélectrique dans le spectre aux yeux de l'observateur.

1.5.2 Evolution des binaires X

Les systèmes binaires serrés peuvent évoluer selon différents scénarii pour devenir des binaires X (van den Heuvel 1983). Ces différentes situations sont répertoriées comme le Cas A, où le débordement du Lobe de Roche a lieu pendant la combustion de l'hydrogène de l'étoile primaire, le Cas B, où celui-ci se produit après la fin de la combustion de l'hydrogène mais avant le début de celle de l'hélium et le Cas C, pendant la combustion de l'hélium et avant celle du carbone (les cas B et C sont les plus fréquents).

La nature de l'objet compact qui se forme dépend à la fois de la masse initiale des précurseurs

et de la période de la binaire. Lorsque la primaire a transféré son enveloppe d'hydrogène il ne reste plus que son cœur composé principalement d'hélium.

Si sa masse M_{He} est de moins de $2M_{\odot}$, le cœur CO dégénère pendant la combustion de l'hélium et les couches externes se dilatent rapidement. Pour une étoile isolée, lorsque la combustion du carbone débute le noyau entier est brûlé et explose en supernova de type I. Dans une binaire, ce type d'évènement ne se produit pas, puisque l'enveloppe a été précédemment transférée sur le compagnon et il ne reste plus qu'une naine blanche CO.

Si $2M_{\odot} \leq M_{He} < 2,8 - 3M_{\odot}$, le cœur de CO résultant de la combustion de l'hélium n'est pas hautement dégénéré et commence la combustion du carbone qui laisse derrière elle un cœur O-Ne-Mg de $1,2 - 1,4M_{\odot}$. L'enveloppe d'hélium en combustion autour de ce cœur se dilate et se perd en dépassant le Lobe de Roche et laisse une naine blanche O-Ne-Mg.

Si $M_{He} \geq 3M_{\odot}$, le cœur O-Ne-Mg dépasse la limite de Chandrasekhar et évolue à travers tous les stades de combustion nucléaire jusqu'à la formation d'un cœur de fer qui s'écroule sur lui-même lors d'une supernova en étoile à neutrons ou en trou noir.

Wellstein & Langer (1999) ont réalisé une grille de modèles aboutissant à la formation d'un trou noir en fonction de la période et de la masse initiale. D'après leurs résultats, les trous noirs les plus massifs se forment pour la plus grande masse initiale et la plus longue période. Pour obtenir les trous noirs les plus massifs, le cœur d'hélium, lorsqu'il brûle, doit être recouvert d'une couche d'hydrogène qui réduit la perte de masse (Brown *et al.* 2001). La masse des trous noirs les plus massifs ainsi obtenus avoisine la quinzaine de masses solaires.

En général, on considère que les trous noirs les plus massifs se forment à partir des étoiles qui ont une masse initiale proche du minimum à partir duquel l'étoile perd son enveloppe d'hydrogène dans un vent stellaire et devient une Wolf-Rayet.

1.5.3 Spectres X des binaires X

Binaires X de faible masse

Les binaires X de faible masse brillante montrent un spectre dont la forme est semblable à un *Bremsstrahlung* thermique d'une température $\sim 10keV$, bien qu'un plasma optiquement mince ne soit pas approprié aux mécanismes d'émission de ce genre de source compacte.

Mitsuda *et al.* (1984) ont analysé le spectre $2 - 30keV$ de binaires X de faible masse brillantes obtenus par Tenma, et ont réussi à le séparer en deux composantes, une dure et une molle de luminosités similaires. La composante molle montre une variabilité plus faible et sa forme est représenté par le modèle de disque corps-noir multi-couleurs (voir Chapitre 2, Section 2.9, page 54) qui est la superposition de plusieurs éléments rayonnant comme un corps noir représentatifs de morceaux individuels d'un disque d'accrétion optiquement épais autour de l'étoile à neutrons. La température de la partie interne du disque $kT_{in} \sim 1,5keV$. D'un autre côté, la composante dure montre une grande variabilité et son spectre est bien ajusté par un modèle de corps noir de température $kT \sim 2keV$. Cette composante peut être attribuée à l'émission de la surface de l'étoile à neutrons.

Binaires X de grande masse

Le spectre continu, qui est dû à la Comptonisation dans la chaude colonne d'accrétion, est bien représenté par une loi de puissance avec une coupure exponentielle au-delà d'une certaine énergie. L'énergie de coupure typique est de $10 - 20 \text{ keV}$ ou plus et l'index spectral de photon $\Gamma = 0,8 - 1,5$ en dessous de cette énergie (Nagase 1989). Dans le domaine relativement moins énergétique $\leq 10 \text{ keV}$, le spectre des binaires X de grande masse est assez bien ajusté par une loi de puissance de $\Gamma \sim 1$.

Trous noirs dans les binaires X

La plupart des binaires possédant un trou noir (*Black Hole Binary*, BHB) sont des sources transitoires, et seulement trois sont connues comme étant des sources persistantes (Cygnus X-1, LMC X-1 et LMC X-3). Cependant, les deux types de BHB montrent des propriétés spectrales communes dans le domaine des rayons X. On peut les trouver dans deux états typiques : l'état bas (dur) et l'état haut (mou). Les BHB sont très variables dans l'état bas. Dans cet état, leur spectre X est modélisé par une loi de puissance, alors que l'état haut est caractérisé par une composante très molle accompagnée d'une loi de puissance pour les X plus durs. L'index de photon caractéristique de la loi de puissance est $1,5$ dans l'état bas et $2,0 - 2,5$ dans l'état haut. Leur origine n'est pas claire, bien qu'un mécanisme possible soit la Comptonisation dans les parties optiquement minces du disque d'accrétion, où la température électronique atteint $\sim 100 \text{ keV}$ alors que la température des ions peut être beaucoup plus élevée. La composante très molle vue dans l'état haut est modélisée par un modèle de disque multi-couleurs et représente l'émission optiquement épaisse du disque d'accrétion autour du trou noir. La température caractéristique de la partie interne du disque $kT_{in} = 0,5 - 2,0 \text{ keV}$ est plus basse que celle des binaires de faible masse.

Bien que l'étude détaillée des spectres et de la variabilité des binaires X ne soit possible que pour les sources galactiques et quelques unes appartenant aux galaxies proches, l'étude des sources extragalactiques présente quelques avantages. On peut ainsi éliminer certaines incertitudes, telles le manque de précision quant à l'estimation de la distance des sources, ou l'absorption le long de la ligne de visée (sauf pour les galaxies très inclinées). De plus, il est facile d'associer ces sources à des formations plus vastes de la galaxie (bulbes, bras, régions HII, ...).

1.6 Galaxies actives, noyaux actifs et quasars

La classe des galaxies actives contient toutes les galaxies dont le rayonnement outrepassé celui des galaxies normales : pour celles-ci, la luminosité totale provient de l'émission de matière (étoile, gaz...) qu'elles contiennent, alors que pour les galaxies actives, le rayonnement supplémentaire émane en général des régions centrales, qui contiennent, selon les hypothèses les plus

couramment adoptées, un trou noir supermassif de plusieurs millions de masses solaires accrétant de la matière.

Les galaxies de Seyfert sont les représentantes d'une classe importante de galaxies actives. Elles sont caractérisées par la présence d'un noyau actif (NAG), c'est-à-dire d'une région compacte et extrêmement brillante en optique (10^9 à $10^{12} L_{\odot}$) située au centre de quelques galaxies spirales ou spirales barrées ¹⁶. Les NAG sont également de très fort émetteurs X avec des luminosités environ comprises entre 10^{39} et $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Ces galaxies sont souvent en interaction avec une galaxie compagnon.

Le noyau actif des galaxies de Seyfert émet un spectre continu non thermique (loi de puissance) qui s'étend sur tout le spectre électromagnétique et un spectre de raies d'émission, comparables aux raies d'émission des nébuleuses galactiques (régions HII et SNR), mais considérablement plus intenses et larges. Ces raies émanent des régions centrales denses et chaudes, ionisées par le rayonnement ultraviolet des régions plus internes.

Les galaxies de Seyfert ont été subdivisées en deux catégories (type 1 et type 2) selon la largeur des raies d'émission permises de leur spectre. Les galaxies de type 2 (Seyfert 2) ont un spectre de raies permises relativement étroites (plusieurs centaines de km s^{-1}) alors que les galaxies de type 1 (Seyfert 1) ont un spectre combinant des raies permises très larges (10^3 à 10^4 km s^{-1}) et des raies comparables à celles des Seyfert 2 (Figure 1.3). Cette différence de largeur de raie

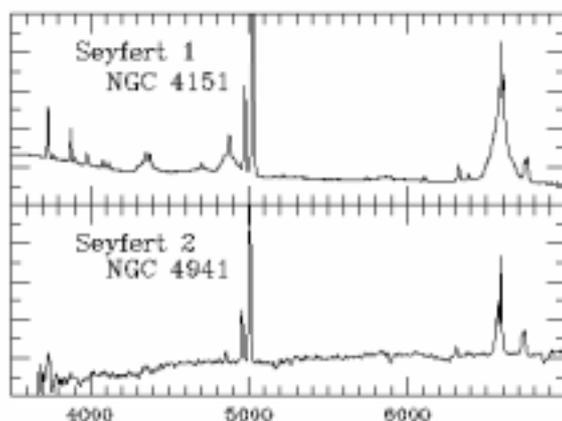


FIGURE 1.3 – SPECTRES DE NOYAUX ACTIFS. Les spectres de noyaux de galaxies de Seyfert sont non-stellaires. Ils sont composés d'un continu non-thermique, de raies interdites (faible densité) étroites (faible vitesse de dispersion) qui ne varient pas détectablement, de raies permises larges (grande vitesse de dispersion) qui varient sur de relativement courtes périodes (petite région d'émission). On note aussi une forte émission radio, infrarouge, UV et X. Les galaxies de Seyfert ont été classées en deux catégories. Les Seyfert 1 sont brillantes en optique et ont dans leurs spectres à la fois des raies étroites et des raies larges. Les Seyfert 2 sont plus faibles en optique (mais leur émission IR est aussi forte que celle des Seyfert 2) et leur spectre ne recèle que des raies en émission étroites.

provient de l'existence de deux régions distinctes d'émission (Figure 1.4).

Les quasars sont définis comme des objets possédant un noyau apparemment ponctuel (*starlike*) possédant des raies larges dont la magnitude absolue M_B est plus brillante que -23 (Véron-Cetty & Véron 2000) et les objets BL Lac (BL Lacertæ) sont des galaxies de Seyfert vue dans l'axe du jet radio.

Les galaxies de Seyfert se distinguent des galaxies normales par un excès de rayonnement continu à toutes les longueurs d'onde, notamment en ultraviolet (10 % des galaxies de Markarian sont des galaxies de Seyfert), en infrarouge et en X. Leur émission radio est également

¹⁶1 % des galaxies spirales sont des galaxies de Seyfert.

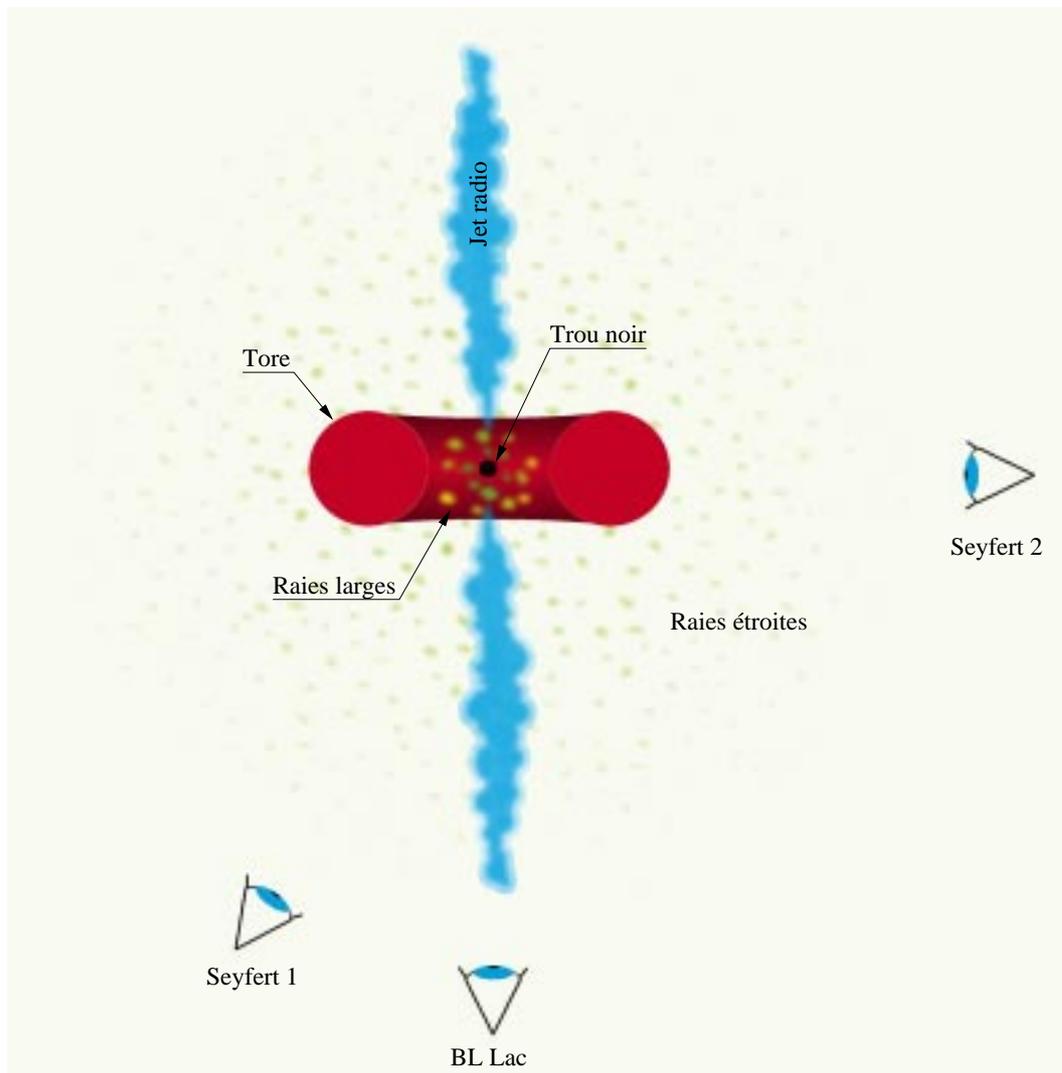


FIGURE 1.4 – MODÉLISATION DES GALAXIES DE SEYFERT. On explique la distinction entre les différents types de galaxies de Seyfert par les inclinaisons selon lesquelles elles sont vues. Dans la région des raies larges, les vitesses des orbites képlériennes des nuages autour du corps central massif sont grandes, ce qui élargit les raies par effet Doppler. D'autre part, la densité est élevée empêchant l'émission de raies interdites. Dans la région des raies étroites, les vitesses des orbites képlériennes sont beaucoup plus faibles, les raies sont donc étroites. Par ailleurs la faible densité permet l'émission de raies interdites. Vu selon la direction 1, le spectre de la galaxie de Seyfert contiendra des raies permises larges, des raies interdites étroites et un continu brillant provenant de l'objet central : il s'agit d'une Seyfert 1. Vu selon la direction 2, le spectre ne contient pas de raies permises larges, ni le continu dû à l'objet central (absorbés par le tore de poussières, sauf en IR et en X en ce qui concerne l'émission de l'objet central), mais on observe les raies interdites étroites : il s'agit d'une Seyfert 2.

supérieure à celle des galaxies normales mais 10 à 100 fois inférieures à celle des radiogalaxies et des quasars radio. Les régions émettant le rayonnement radio correspondent probablement à des jets de matière issus des régions internes ; des mouvements superluminiques ont été également détectés dans ce type de galaxies. La polarisation du rayonnement optique (polarisation de quelques %) ainsi que l'importante variabilité de la luminosité (sur des échelles de temps aussi courtes que 10 minutes) et du spectre d'émission (d'une semaine à quelques mois pour les raies larges, de plusieurs années pour les raies étroites) sont également des caractéristiques cruciales à l'analyse et à l'interprétation de ces galaxies actives.

La modélisation des galaxies de Seyfert, comme celle de toute galaxie active, fait appel à l'existence d'un trou noir supermassif (de plusieurs millions de masses solaires) dans leur noyau (Figure 1.4). L'attraction gravitationnelle de la matière au voisinage du trou noir se traduit par la formation d'un disque d'accrétion responsable, en partie, de l'excès de luminosité observé aux courtes et moyennes longueurs d'onde (X, UV, optique et infrarouge) ; ce phénomène d'accrétion est accompagné de phénomènes d'éjection responsable de l'émission radio.

1.7 Les Sources X Ultra-lumineuses

1.7.1 Luminosité

La stabilité d'un objet astrophysique vis à vis de son émission est régie par l'équilibre de deux forces qui s'opposent : la force gravitationnelle F_G qui tend à faire s'effondrer l'objet sur lui-même et la force radiative F_R qui tend à le faire s'étendre :

$$F_G = \frac{GMm_p}{r^2}; F_R = \frac{L}{4\pi r^2 c} \sigma_T \quad (1.23)$$

La limite d'Eddington L_E définit le critère de stabilité ($F_G \geq F_R$) de l'objet et vaut donc :

$$L_E = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \quad (1.24)$$

où G est la constante de gravitation, M la masse de l'objet, m_p la masse du proton, c la vitesse de la lumière et σ_T la section efficace de Thompson.

L_E est la limite supérieure de la luminosité L_* qu'une étoile peut rayonner selon sa masse M_* pour assurer la stabilité des couches externes de l'étoile :

$$L_E \sim 34000 \frac{M_*}{M_\odot} L_\odot = 1,3 \cdot 10^{38} \frac{M_*}{M_\odot} \text{ erg s}^{-1} \quad (1.25)$$

avec $L_\odot = 3,86 \cdot 10^{26} \text{ W} = 3,86 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.

Comme on le constate, la limite d'Eddington ne dépend que de la masse de l'objet.

Lorsque la luminosité stellaire outrepassa la limite d'Eddington, les couches extérieures de l'étoile sont expulsées par la pression du rayonnement (qui s'oppose aux forces attractives de gravitation).

La limite d'Eddington est aussi la valeur limite de la luminosité d'accrétion de la matière sur un

objet compact : la matière tombant sur l'objet libère une partie de son énergie gravitationnelle¹⁷ dont une grande part est émise sous forme de rayonnement¹⁸. Si la luminosité d'accrétion dépasse la limite d'Eddington, la pression de radiation s'oppose à l'accrétion, ce qui peut stabiliser la source de rayonnement.

On peut calculer le taux d'accrétion maximum \dot{M}_E qu'un objet compact peut supporter avant d'atteindre la limite d'Eddington en combinant les équations 1.22 et 1.24 :

$$\dot{M}_E = \frac{4\pi GMm_p}{\sigma_T \eta c} \sim 2,2 \cdot 10^{-8} \frac{M_*}{M_\odot} M_\odot \text{ an}^{-1} \quad (1.26)$$

en considérant un rendement $\eta = 0,1$.

La limite d'Eddington pour un objet d' $1 M_\odot$ est d'environ $1,3 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ et la limite théorique de la masse des étoiles à neutrons est de $3 M_\odot$, ce qui correspond à une limite d'Eddington d'environ $4 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. En ce qui concerne les trous noirs, leur masse limite dans une binaire est d'environ $15 M_\odot$ (voir Section 1.5.2, page 18), ce qui correspond à $L_E \sim 2 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. La plupart des sources X connues s'inscrivent dans cette limite, mais quelques dizaines d'objets la dépassant ont été trouvés (sources super-Eddington).

Bien qu'aucune source super-Eddington n'ait été découverte dans notre Galaxie, ni même dans aucune galaxie du Groupe Local, plusieurs sont connues dans quelques galaxies proches. Les sources X super-Eddington (SES) ou sources X ultra-lumineuses (ULX) sont des sources X lumineuses distinctes du noyau de la galaxie hôte, dont la luminosité X est typiquement plus grande que $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Elles ont été découvertes initialement par Einstein (Long & van Speybroeck 1983 puis Fabbiano 1989) et leur nombre s'est accru avec les observations de ROSAT. Par ailleurs, leur présence n'est pas limitée à un certain type morphologique de galaxies. Il semblerait que ces sources soient des supernovæ récentes, mais quelques unes d'entre elles ressembleraient plutôt à des binaires accrétantes à cause de leur variabilité. Ces sources représenteraient la limite supérieure dans la distribution en luminosité des binaires X pour une galaxie donnée. La présence de ces sources suggère l'existence d'objets compacts très massifs (10 à $20 M_\odot$ ou plus¹⁹).

L'intérêt de l'étude de telles sources est donc grand. En effet, la théorie nous fournit des masses limites pour les objets compacts (voir Section 1.5.2) qui induisent une certaine valeur de la limite d'Eddington, or il se trouve que celle-ci semble dépassée par certains objets.

Comment des trous noirs aussi massifs peuvent-ils se former ?

Podsiadlowski *et al.* (2002) montrent que les trous noirs formés dans les binaires peuvent gagner beaucoup de masse provenant de leur compagnon même si l'accrétion respecte la limite d'Eddington. D'un autre côté, Maeder (1992) suggère qu'un environnement de faible métallicité favorise la formation de trous noirs plus massifs. L'effet qui domine la perte de masse du progéniteur est le vent stellaire à cause duquel le progéniteur perd beaucoup de masse dans un environnement de métallicité solaire. A une métallicité beaucoup plus faible, les vents sont moins importants et la perte de masse est moindre ce qui conduit à des progéniteurs plus massifs. Dans ces conditions le trou noir qui avale ce qui reste de l'enveloppe pourrait atteindre une masse importante ($\sim 80 M_\odot$). Notons qu'on ne sait pas clairement quelle fraction de la masse

¹⁷proportionnelle au taux d'accrétion.

¹⁸La luminosité d'accrétion est également proportionnelle au taux d'accrétion.

¹⁹trous noirs.

du progéniteur est éjectée lors de son effondrement.

1.7.2 Spectre X des ULX

Généralement, le spectre X des ULX est bien ajusté par un modèle de disque multi-couleurs (Mitsuda *et al.* 1984), ce qui fait penser que la plupart d'entre elles sont des binaires X dont l'objet compact est un trou noir, accompagné d'une loi de puissance (représentative de l'effet Compton)²⁰. Cependant, les températures kT_{in} du disque d'accrétion ainsi obtenues, sont généralement comprises entre 1 et 2 keV, ce qui est contadictoire de l'hypothèse que les ULX soient des binaires comportant un trou noir. Théoriquement, ces températures sont trop élevées pour un disque standard (Shakura & Sunyaev 1973) autour d'un trou noir de Schwarzschild d'une aussi grande masse ($kT_{in} < 1 \text{ keV}$). Elles sont aussi plus grandes que les températures observées pour les disques d'accrétion autour des trous noirs dans les binaires de la Galaxie ou des Nuages de Magellan (Tanaka & Lewin 1995). La grande température du disque est le plus grand problème en ce qui concerne les ULX. Plusieurs auteurs proposent que les ULX renferment un trou noir de Kerr, afin d'éviter ce problème, mais jusqu'à présent, ces discussions portent essentiellement sur des arguments qualitatifs.

Watarai *et al.* (2001) proposent une alternative (*slim-disk model*) en prenant en considération le transport d'énergie d'advection pour le régime optiquement épais et la nature transsonique du flux de matière. Leurs calculs montrent que pour un taux d'accrétion élevé une région apparemment compacte d'une taille $R_{in} \sim 1 - 3 r_g$ (r_g étant le rayon de Schwarzschild) rayonne avec une température de corps noir $kT_{in} \sim 1,8 (M/10M_{\odot})^{1/4} \text{ keV}$ même dans le cas d'un trou noir qui n'est pas en rotation. Et plus encore, les auteurs montrent que le rayon interne R_{in} décroît lorsque le taux d'accrétion \dot{M} croît, contrairement au schéma couramment adopté selon lequel le bord interne du disque est fixé par la dernière orbite circulaire marginalement stable. Watarai *et al.* (2001) ont ainsi construit un diagramme $kT_{in} - L_X$ dans lequel on retrouve les masses et les taux d'accrétion des objets.

A quelle population stellaire les ULX appartiennent-elles ? Leur histoire ne semble pas s'inscrire dans les schémas classiques de l'évolution stellaire. Chandra a observé nombre de sources X Ultra-Lumineuses, d'où il semble se dégager deux populations. La première semble habiter les galaxies elliptiques où il n'y a pas de régions de formation d'étoiles (population ancienne) alors qu'on rencontre la deuxième population près des régions HII qui sont les régions de formation d'étoiles abritant les objets de population I.

²⁰Les modèles couramment employés pour modéliser les spectres X sont décrits dans la Section 2.9 du Chapitre 2, page 54.

Chapitre 2

Méthodes et moyens mis en œuvre

Sommaire

2.1	Le télescope X ROSAT	27
2.2	Le télescope X XMM-Newton	31
2.3	Les télescopes optiques	33
2.4	Filtres utilisés pour l'imagerie optique	38
2.5	Réduction des images optiques	39
2.6	Réduction des spectres optiques	44
2.7	Traitement des données X de ROSAT	51
2.8	Traitement des données X d'XMM-Newton	53
2.9	Principaux modèles théoriques utilisés pour l'ajustement des spectres X . . .	54

Les données analysées dans cette thèse proviennent de divers moyens d'observation. En effet, cette étude multi-longueurs d'onde a mis en œuvre les derniers observatoires de rayons X et plusieurs grands télescopes optiques.

2.1 Le télescope X ROSAT

Le 1^{er} juin 1990 l'observatoire ROSAT (Figure 2.1) a commencé sa mission en ouvrant une nouvelle ère de l'astronomie X. Equipé des plus puissants télescopes X imageurs jamais installés jusque là en orbite terrestre, ROSAT a fourni une quantité énorme de nouvelles données scientifiques.

L'organisation et la responsabilité scientifique de l'instrumentation du plan focal du télescope ont été confiées au *Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik* (MPE). C'est également au MPE que se situe le comité scientifique responsable de l'analyse et de l'interprétation des données scientifiques acquises par ROSAT.

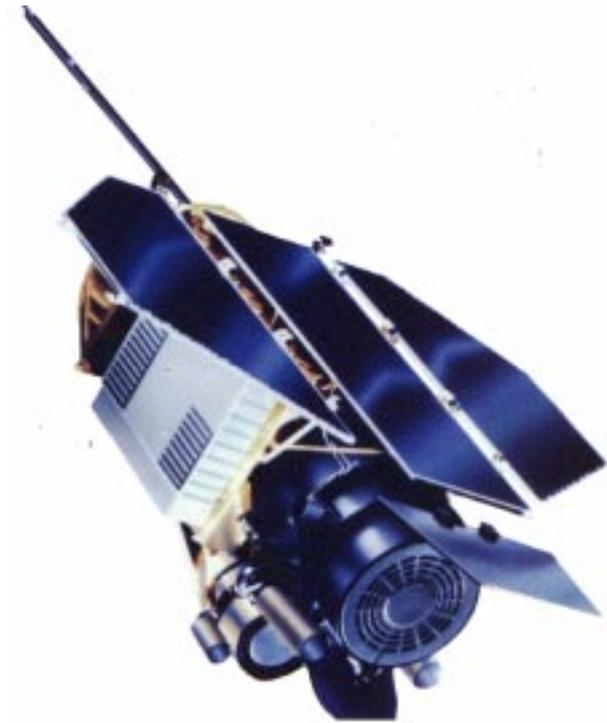


FIGURE 2.1 – LE SATELLITE ROSAT

En plus du lancement du satellite, la NASA a également contribué à l'imageur haute résolution (HRI)¹ construit par le Smithsonian Astrophysical Observatory (SAO). Un instrument similaire avait déjà été monté sur le satellite américain Einstein.

2.1.1 Les objectifs scientifiques de ROSAT

La mission de ROSAT était basée sur deux objectifs scientifiques, une observation systématique de tout le ciel (*all-sky survey*) en imagerie X et UV et l'étude détaillée de sources X et UV sélectionnées.

Comme premier objectif, ROSAT a produit la première couverture totale du ciel (Figure 2.2) grâce à ses télescopes imageurs dans la bande des rayons X mous 0,1 keV - 2 keV (100 Å-6 Å) comme dans la bande adjacente UV de 0,04 keV - 0.2 keV (300 Å-60 Å). Cette partie de la mission a duré six mois et fut achevée en février 1991. On a ainsi détecté des sources dont l'intensité est des centaines de fois plus faible que celle des plus faibles sources recensées par les précédents grands relevés. Lors du *ROSAT all-sky survey*, plus de 60 000 sources ont été détectées de deux ordres de magnitudes plus faibles que les 840 sources du précédent plus grand relevé du satellite HEAO-1.

Après ce grand relevé, ROSAT a fourni pendant plus de sept ans des observations détaillées de sources choisies, vis à vis de leur structure spatiale, de leur spectre et le cas échéant, de leur variabilité temporelle. La localisation des sources peut être déterminée avec une précision d'au moins 10".

Le temps d'observation total a été distribué à environ mille observateurs du monde entier, ce qui représente un total de plus de 9 000 observations pointées.

¹Un autre imageur XUV à large champ a également été installé sur ROSAT, le WFC (Wide Field Camera).

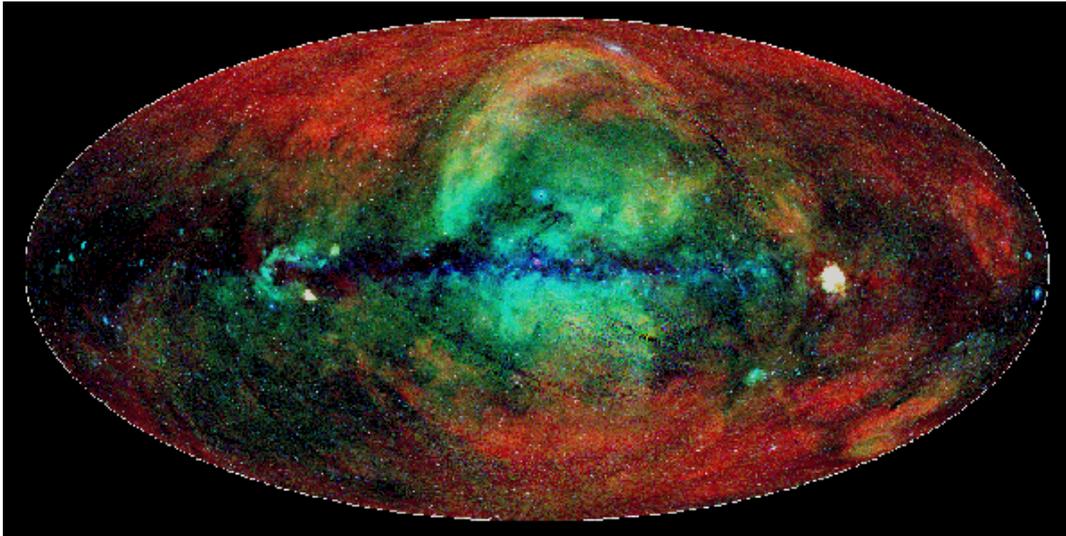


FIGURE 2.2 – LE CIEL VU EN RAYONS X PAR LE ROSAT ALL-SKY SURVEY, *Freyberg & Egger (1999)*. Il s'agit d'une image en trois couleurs où le rouge, le vert et le bleu représentent respectivement les bandes de 0,1–0,5 keV, 0,5–0,9 keV et 0,9–2,0 keV, projetée dans le système de coordonnées galactiques.

2.1.2 Les instruments de ROSAT

Le télescope X (XRT) est constitué de quatre miroirs imbriqués de type Wolter 1 d'un diamètre d'entrée de 80 cm et de trois détecteurs situés dans le plan focal (Figure 2.3). Deux de ces instruments sont des compteurs proportionnels (*Position Sensitive Proportional Counter* : PSPC) d'une résolution spatiale d'environ 20" et d'une résolution en énergie s'étendant de 0,1 à 2,4 keV. Le PSPC a un champ de vue de 2 degrés et a servi lors du *all-sky survey*. Le premier PSPC a été perdu le 25 janvier 1991, quant au deuxième, il s'est retrouvé à court de gaz en 1993. Le troisième détecteur est un imageur haute résolution (*High Resolution Imager* : HRI) d'une résolution spatiale de quelques secondes d'arc sans information sur l'énergie des photons reçus.

Le PSPC

ROSAT possédait à l'origine deux *Position Sensitive Proportional Counters*, le PSPC-B et le PSPC-C (le A et le D furent seulement utilisés pour les calibrations au sol). La résolution en énergie du PSPC avoisine $\Delta E/E = 0,43(E/0,93)^{-0,5}$ (FWHM) pour la totalité de la surface du détecteur (Figure 2.4).

Le champ de vue du PSPC est de 2° et sa résolution spatiale de 300 μm c.à.d. $\sim 25''$. La largeur à mi-hauteur (*Full Width Half Maximum* : FWHM) de la fonction d'étalement (*Point Spread Fonction* : PSF) est donnée par la figure 2.5.

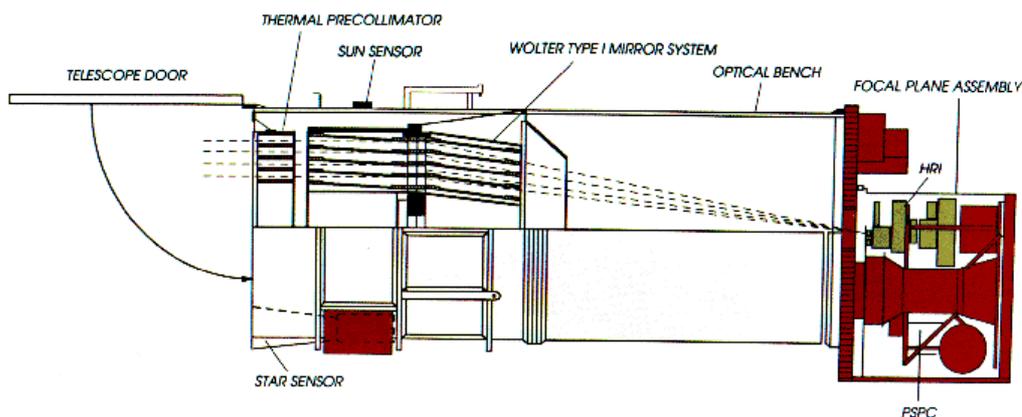


FIGURE 2.3 – COUPE DE ROSAT

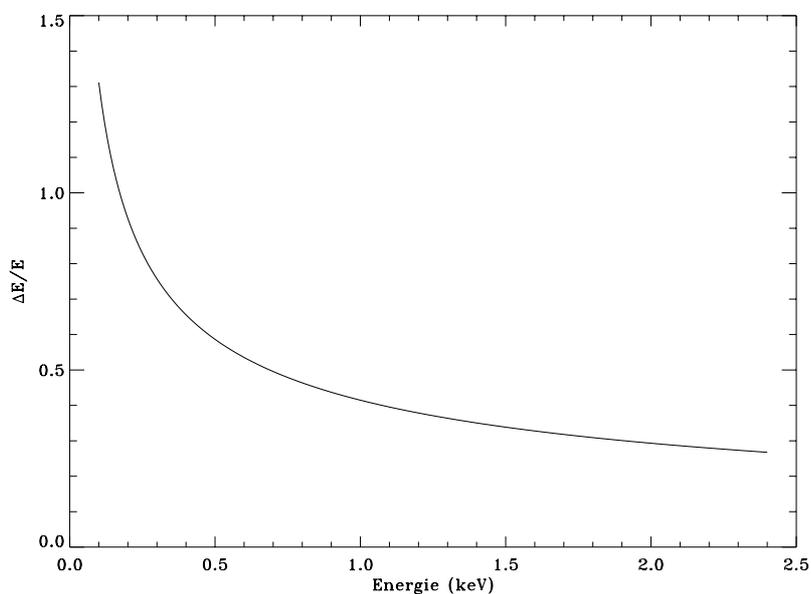


FIGURE 2.4 – RÉOLUTION DU PSPC EN FONCTION DE L'ÉNERGIE.

Le HRI

Le champ de vue du *High Resolution Imager* de ROSAT est de $38'$ et sa résolution de $1,7''$. La FWHM théorique de la PSF du HRI est donnée par la figure 2.6. En réalité l'étude de certaines observations ne cadrent pas tout à fait avec ces valeurs. En effet, la correction du mouvement d'oscillation du satellite (*wobble*), entre autres facteurs, n'est pas toujours d'assez bonne qualité, et la PSF s'en trouve dégradée. La figure 2.7 montre les mesures de la largeur à mi hauteur de la PSF qui ont pu être réalisées sur les objets présents dans le champ du HRI pour les observations pointées de IC2574 et IZw18, comparées à la courbe théorique.

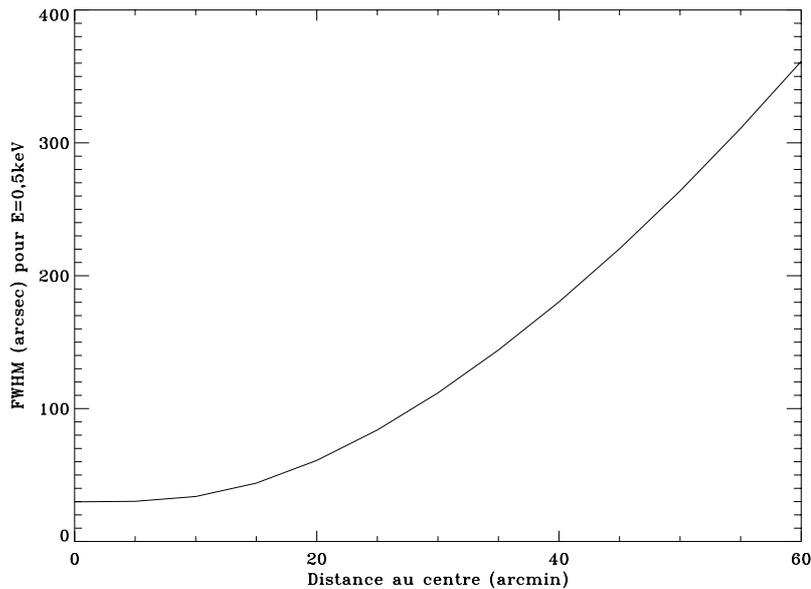


FIGURE 2.5 – FWHM DE LA PSF DU PSPC EN FONCTION DE LA DISTANCE AU CENTRE DU CHAMP DE VUE.

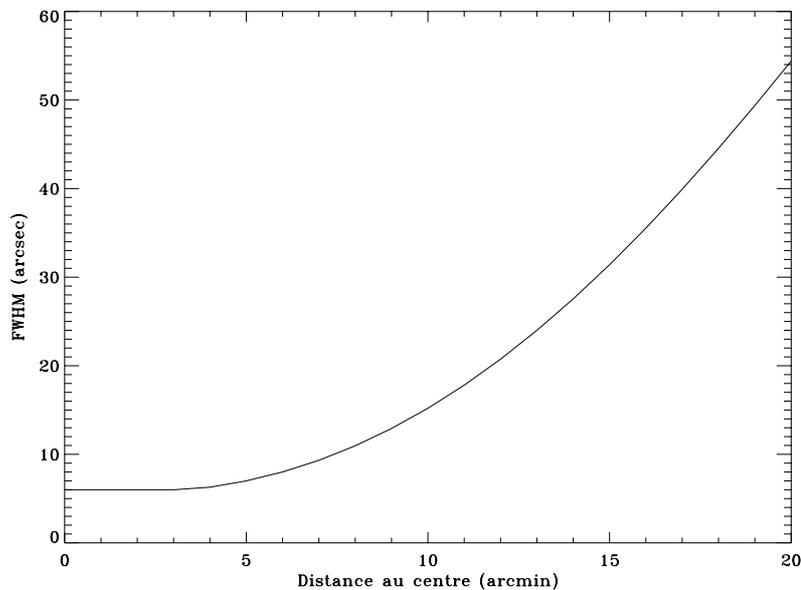


FIGURE 2.6 – FWHM DE LA PSF DU HRI EN FONCTION DE LA DISTANCE AU CENTRE DU CHAMP DE VUE.

2.2 Le télescope X XMM-Newton

L'observatoire de rayons X XMM-Newton (Figure 2.8), deuxième pierre angulaire du programme scientifique Horizon 2000 de l'Agence Spatiale Européenne, a été lancé avec succès le 10 décembre 1999. XMM-Newton est le télescope le plus puissant en rayons X durs, ouvrant une fenêtre quasiment inexplorée sur l'univers. Sa sensibilité aux rayons X durs (inaccessibles aux missions précédentes Einstein et ROSAT) permet la détection et l'étude des objets les plus énergétiques de l'univers. La plupart de ces objets sont profondément enfouis dans de grandes quantités de gaz absorbant et restent inaperçus à toutes les autres longueurs d'onde. Un des buts majeurs d'XMM-Newton est d'identifier l'origine du fond X dur dont la composante énergétique domine le fond X mou précédemment étudié par Einstein et ROSAT.

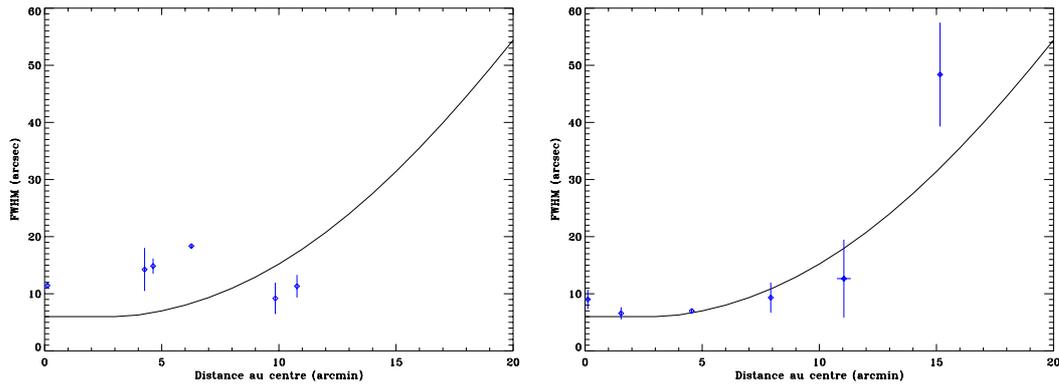


FIGURE 2.7 – COMPARAISON ENTRE LA FWHM THÉORIQUE DE LA PSF DU HRI EN FONCTION DE LA DISTANCE AU CENTRE DU CHAMP DE VUE, ET CELLE MESURÉE POUR LES OBSERVATIONS DE IC2574 (À GAUCHE) ET IZW18 (À DROITE).

XMM-Newton possède quatre instruments (Figure 2.9) qui sont EPIC MOS (*European Photon*



FIGURE 2.8 – LE SATELLITE XMM-NEWTON, *European Space Agency*.

Imaging Camera Metal Oxide Semi-conductor) et EPIC pn, le RGS (*Reflection Grating Spectrometer*) et l'OM (*Optical Monitor*) dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.1.

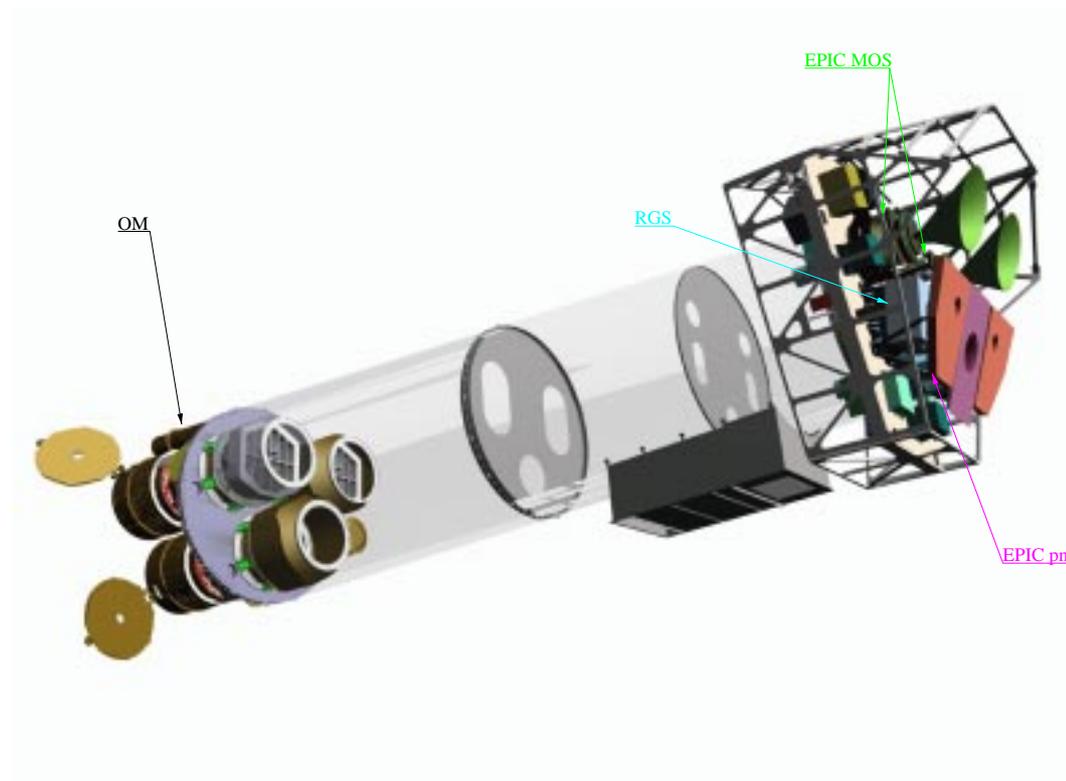


FIGURE 2.9 – LES INSTRUMENTS D’XMM-NEWTON, ESA.

TABLEAU 2.1 – CARACTÉRISTIQUES DES INSTRUMENTS D’XMM-NEWTON, ESA.

Instrument	EPIC MOS	EPIC pn	RGS	OM
Domaine	0,1 – 15 keV	0,1 – 15 keV	0,35 – 2,5 keV	160 – 600 nm
Sensibilité	$\sim 10^{-14}$	$\sim 10^{-14}$	$\sim 8 \cdot 10^{-5}$	24 mag
Champ de vue	30'	30'	$\sim 5'$	17'
PSF (FWHM)	6"	6"	N/A	$\sim 1''$
Taille du pixel	40 μm (1.1")	150 μm (4.1")	81 μm ($9 \cdot 10^{-3}$ Å)	0.5"
Résolution temporelle	1 ms	0,03 ms	16 ms	50 ms
Résolution spectrale	57 eV	67 eV	0,04/0,025 Å	0,5/1,0 nm

2.3 Les télescopes optiques

Les données optiques utilisées dans cette thèse proviennent de cinq missions effectuées sur trois télescopes optiques, deux dans l’hémisphère nord et un dans l’hémisphère sud (Tableau 2.2).

Le choix de l’instrumentation est totalement dépendant de la stratégie employée pour ce travail. A l’époque des observations, les seules positions connues des sources X provenaient de la mission ROSAT avec de grandes incertitudes pouvant aller jusqu’à 10 secondes d’arc. C’est pourquoi il s’est avéré nécessaire d’employer des instruments permettant de basculer rapidement de l’imagerie vers la spectroscopie. En effet, l’identification rapide d’un candidat intéressant a pu être immédiatement suivie de l’acquisition de son spectre. C’est pourquoi, MOS et OSIS pour les objets situés dans l’hémisphère nord et EMMI pour ceux de l’hémisphère sud, ont été

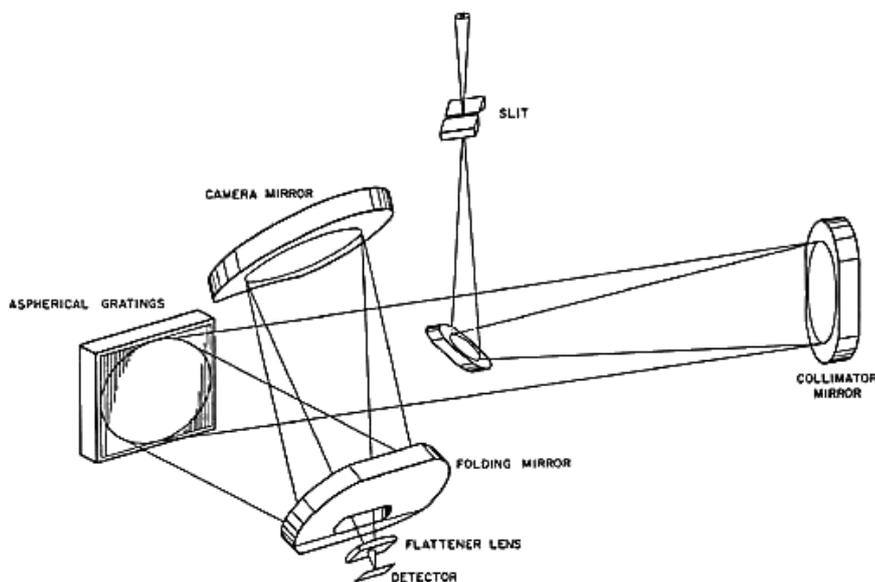
TABLEAU 2.2 – CAMPAGNES D'OBSERVATIONS OPTIQUES.

Observatoire	Télescope	Instrument	Date	Durée
European Southern Observatory	NTT	EMMI	10-11 septembre 1999	2 nuits
Observatoire de Haute-Provence	193 cm	CARELEC	24-29 février 2000	6 nuits
Canada-France-Hawaii Telescope	CFHT	OSIS	10-11 mars 2000	2 nuits
European Southern Observatory	NTT	EMMI	1-2 novembre 2000	2 nuits
Canada-France-Hawaii Telescope	CFHT	MOS	28 février-1 mars 2001	2 nuits

employés. Par ailleurs, ces campagnes ont été précédées par quelques nuits à l'Observatoire de Haute-Provence, où le CARELEC a servi à préparer les missions suivantes.

2.3.1 CARELEC et le 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence

Le spectrographe CARELEC (Figure 2.10) du 193cm de l'OHP est un spectrographe longue fente (5.5'), à réseau asphérique, ne comportant que des miroirs Il est monté au foyer f/15,5 où

FIGURE 2.10 – Le spectrographe CARELEC, *Lemaitre et al. (1990)*.

l'échelle est de $150 \mu\text{m}/''$. Le facteur de réduction étant d'environ 6 cela donne $25 \mu\text{m}/''$ sur le détecteur. Le CCD EEV utilisé possède 2048×1024 pixels de $13,5 \mu\text{m}$. Avec le nouveau CCD EEV, l'échantillonnage est de $1,7 \text{ pixel}/''$ le long de la fente et de $1,55$ à $1,26 \text{ pixel}/''$ perpendiculairement à celle-ci (suivant l'angle de travail du réseau). Les caractéristiques du CCD EEV sont données dans le tableau 2.3.

TABLEAU 2.3 – CARACTÉRISTIQUES DE LA CCD EEV, *Observatoire de Haute-Provence*

Gain	$1,54 e^{-}/ADU$
Bruit	$4,2 e^{-}$
Profondeur des puits	$105000 e^{-}$
Linéarité	$0,004\% FSR$
Saturation numérique	$32768 ADU$
Saturation électronique	$> 32768 ADU$
Rendement quantique (d'après EEV)	$50,4\%$ à 3500 \AA
	$85,9\%$ à 4000 \AA
	$93,0\%$ à 5000 \AA
	$85,9\%$ à 6500 \AA
	$33,0\%$ à 9000 \AA

2.3.2 Le Canada-France-Hawaii Telescope

Le CFHT

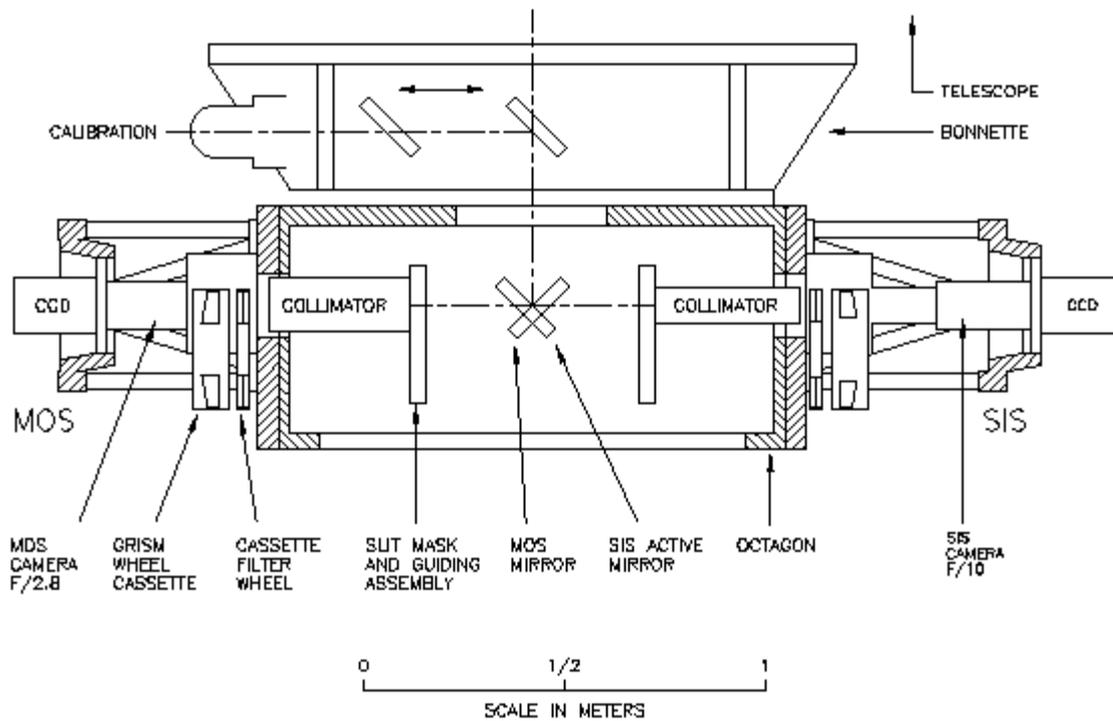
L'observatoire du CFH abrite un télescope infrarouge/optique de $3,6m$. Cet observatoire est situé au sommet du Mauna Kea à $4200m$ d'altitude sur l'île d'Hawaii. Le télescope est devenu opérationnel en 1979. La mission du CFHT est de fournir à la communauté de ses utilisateurs un outil d'observation souple à la pointe des derniers instruments, pensé pour être le mieux adapté possible aux buts scientifiques poursuivis par les observateurs et qui exploite totalement le potentiel exceptionnel du site.

Lors d'une réunion en 1986, la communauté des utilisateurs du CFHT, s'est fixé comme première priorité de doter le télescope d'un spectrographe multi-objet de basse résolution. Bien que les spectrographes de l'époque étaient capables de gérer un flux de données important, et dont la conception montrait des qualités optiques et mécaniques excellentes, ils étaient couplés à des détecteurs dépassés. La volonté d'observer de nombreux objets faibles simultanément et la prise de conscience que la qualité d'image du CFHT est le plus souvent meilleure qu'une seconde d'arc, ont conduit à la réalisation du spectrographe MOS/SIS, instrument double regroupant le *Multi-Object Spectrograph* et le *Subarcsecond Imaging Spectrographe* (Figure 2.11). Il est, en fait composé de deux spectrographes distincts qui partagent une interface commune avec le télescope sur la bonette Cassegrain : l'un est optimisé pour les observations multi-objets à basse résolution sur un grand champ (MOS) et l'autre (SIS) pour les observations à haute résolution spatiale incorporant une stabilisation d'image par optique active. Deux miroirs à 45 degrés permettent de passer de l'un à l'autre.

Durant le deuxième semestre de 1996, SIS a subi une importante transformation optique pour augmenter l'étendue spectrale de $2\mu m$. SIS est alors devenu OSIS.

MOS

MOS est conçu pour la spectroscopie multi-ouvertures sur un champ de $10' \times 10'$, tout juste couvert par la CCD EEV1 dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.4. Ceci fournit

FIGURE 2.11 – LES SPECTRO-IMAGEURS MOS ET OSIS, *CFHT*.TABLEAU 2.4 – CARACTÉRISTIQUES DES CCD STIS2 ET EEV1, *CFHT*.

CCD	STIS2	EEV1
Taille du pixel	21 μm	13,5 μm
Gain	4,5 e^-/ADU	1,894 e^-/ADU
Bruit	9,3 e^-	4,6 e^-
Rendement quantique	82% à 4000 \AA 91% à 7000 \AA	78% à 4000 \AA 70% à 7000 \AA

des images dont l'échantillonnage spatial est aux alentours de 0,28", réalisant ainsi un compromis entre la taille du champ et la résolution spatiale. Les longueurs d'onde couvertes vont de 3500 à 10000 \AA , et les rendements typiques sont approximativement de 80% pour l'imagerie et de 60% pour la spectroscopie.

OSIS

Alors que MOS est plutôt destiné à la spectroscopie multi-ouvertures sur un champ de $10' \times 10'$, OSIS couvre un champ plus petit ($3,6' \times 3,6'$) avec une meilleure résolution. Conçu pour être utilisé avec une CCD de 2048×2048 pixels, OSIS fournit tout de même de bons résultats avec la CCD STIS2 (Tableau 2.4). Son étendue spectrale va de 3650 \AA à 20000 \AA .

De plus, OSIS possède son propre système de guidage, ce qui permet de bénéficier totalement

du *seeing* du Mauna Kea.

2.3.3 Le New Technology Telescope

Le NTT

Le *New Technology Telescope* de l'ESO est un télescope de 3,58m qui fut le pionnier de l'optique active. Son instrumentation actuelle se compose d'EMMI (*ESO Multi-Mode Instrument*) pour l'imagerie et la spectroscopie optique dans le bleu et le rouge, SuSI2 (*Superb Seeing Imager-2*) pour l'imagerie à haute résolution et SofI (*Son of Isaac*), le spectro-imageur infra-rouge.

Le télescope a subi une remise à jour totale en 1997, faisant de lui le New (!) NTT. Cette nouvelle technologie est en réalité pratiquement identique à celle utilisée plus tard pour les unités du *Very Large Telescope* (VLT).

EMMI

EMMI est un instrument multi-mode d'observation optique qui permet d'effectuer les tâches suivantes :

- imagerie grand champ ;
- spectroscopie par grismes à basse résolution multi-objet ou longue-fente ;
- spectroscopie longue-fente de moyenne résolution par des réseaux ;
- spectroscopie échelle.

La figure 2.12 montre schématiquement l'instrumentation d'EMMI.

Il est possible de passer d'un mode à un autre à n'importe quel moment, la seule limitation

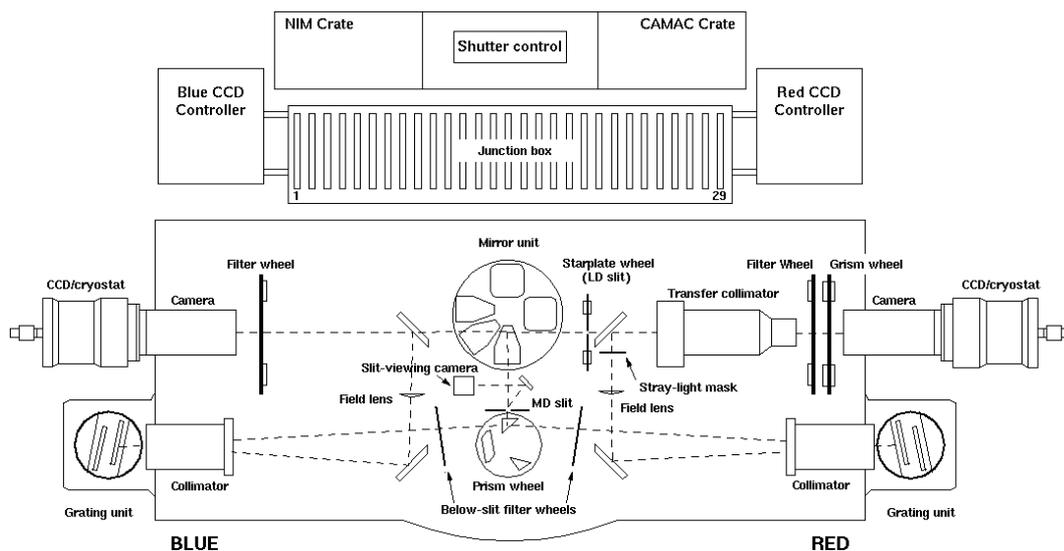


FIGURE 2.12 – EMMI, ESO.

étant le nombre d'éléments optiques qui peuvent être montés simultanément.

EMMI possède deux bras, l'un optimisé pour le bleu et l'autre pour le rouge (la séparation intervient à environ 4500 Å). Une lame dichroïde permet, en théorie, de faire de la spectroscopie dans les deux bras simultanément offrant ainsi cinq possibilités d'observation :

- imagerie et spectroscopie basse résolution dans le rouge (RILD) ;
- imagerie dans le bleu (BIMG) ;
- spectroscopie de moyenne dispersion dans le rouge (REMD) ;
- spectroscopie de moyenne dispersion dans le bleu (BLMD) ;
- spectroscopie de moyenne dispersion dichroïde.

En réalité, il n'est possible d'observer que dans un bras à la fois.

Le tableau 2.5 donne les caractéristiques des deux CCD d'EMMI.

TABLEAU 2.5 – CARACTÉRISTIQUES DES CCD D'EMMI, ESO.

CCD	Red #36	Blue #31
Taille du pixel	24 μm	24 μm
Gain	2,17 e^-/ADU	2,84 e^-/ADU
Bruit	5,1 e^-	5,7 e^-

2.4 Filtres utilisés pour l'imagerie optique

Chaque objet à été observé dans différentes bandes. Le programme inclut des observations systématiques dans les bandes B, R et H_α avec parfois l'utilisation supplémentaire des filtres U et V. Le tableau 2.6 récapitule les propriétés des différents filtres employés.

Il faut remarquer que le seul filtre H_α disponible au CFHT pour l'instrument MOS a une bande

TABLEAU 2.6 – CARACTÉRISTIQUES DES FILTRES OPTIQUES UTILISÉS.

Bande	Instrument	Longueur d'onde centrale (Å)	Bande passante (Å)
B	EMMI, NTT	4139	1098
B	OSIS & MOS, CFHT	4337	970
R	EMMI, NTT	6410	1542
R	OSIS & MOS, CFHT	6493	1305
H_α	EMMI, NTT	6568	73
H_α	OSIS, CFHT	6570	48
H_α	MOS, CFHT	6572	9,3 (!)
U	EMMI, NTT	3542	542
U	MOS, CFHT	3541	628
V	EMMI, NTT	5426	1098
V	MOS, CFHT	5468	876

passante très étroite qui ne permet pas de voir l'émission H_α soumise à un trop grand décalage vers le rouge. D'autre part, la faible bande passante de ce filtre, le rend très sensible à sa position

vis à vis de la CCD. En effet, le parallélisme imparfait du filtre et de la CCD a fait qu'une partie de la CCD n'a pas enregistré les photons H_α mais les photons d'une longueur d'onde voisine.

2.5 Réduction des images optiques

Les données optiques sont traitées en suivant le même schéma général quelque soit le télescope ou l'instrument. Les étapes principales sont les mêmes pour chaque observation et ont été réalisées grâce au logiciel MIDAS de l'ESO et à l'utilisation complémentaire d'IDL.

2.5.1 Réductions préliminaires

Une explication plus détaillée est fournie pour la réduction des spectres optiques dans la section 2.6, page 44.

L'acquisition des données comprend l'obtention de plusieurs biais (*offset* - temps d'exposition nul) et de plusieurs champs plats (*flat fields*) pour chaque filtre utilisé, qui servent à corriger de la réponse de la CCD et des inhomogénéités du filtre. Une première étape consiste donc à produire un biais médian pour la CCD et un champ plat médian pour chaque filtre.

Le biais médian est ensuite soustrait des images brutes, puis l'image résultat de cette opération est divisée par le *flat field*. Une dernière correction à apporter aux images concerne les impacts de rayons cosmiques. En effet, les particules de haute énergie voyageant dans l'atmosphère, ainsi que celles dues à la radioactivité terrestre et à l'instrument, frappent la CCD et saturent les pixels touchés. La façon de corriger ces pixels est de remplacer leur valeur par la valeur médiane des pixels environnants. La détection automatique de ces pixels est délicate et se fait en plusieurs étapes. Tout d'abord l'algorithme crée une nouvelle image en appliquant un filtre médian à l'image de base, puis les deux images sont comparées afin de détecter les pixels de très grande intensité $I > I_m + n_s \sigma$ où I_m est l'intensité d'un pixel filtré et $\sigma^2 = \text{bruit}_{lecture}^2 + I/\text{Gain}$. Ces pixels suspects sont réunis en groupes de points contigus, et le pixel le plus brillant de chacun de ces groupes est remplacé par la moyenne des huit pixels les plus proches, l'ensemble est alors considéré comme un impact de rayon cosmique. Chaque impact détecté est ensuite remplacé par la médiane des pixels environnants.

2.5.2 Création des images H_α -continu

Chaque champ a été observé à travers plusieurs filtres : B, R, H_α , U et V, couvrant chacun différentes bandes de longueur d'onde. Le filtre H_α , comme son nom l'indique, révèle les objets émetteurs de cette raie, c'est à dire les régions où l'hydrogène est ionisé. Bien évidemment, la partie de l'émission continue d'un objet comprise dans la bande H_α est également visible avec ce filtre. Il est donc nécessaire de supprimer les photons provenant du continu et non de l'émission H_α . Pour cela, on considère que l'image R est représentative de ce continu. Une fois les niveaux ajustés, elle est soustraite à l'image H_α , révélant ainsi les régions ionisées. Le réajustement se fait grâce à un échantillon d'étoiles du champ qui n'émettent pas H_α .

En réalité, la soustraction du continu n'est pas parfaite pour les raisons suivantes :

- Le flux R mesuré pour les étoiles ne représente pas le continu près de H_α . Pour une meilleure représentation de ce continu, il faudrait réaliser des images dans une bande très proche de H_α qui ne seraient pas entachées par la couleur des étoiles comme c’est le cas dans la bande R plus large.
- La forme de l’image d’une étoile dépend fortement du *seeing* et du filtre, il faut donc adapter la PSF de l’image R à celle de l’image H_α , ce qui en pratique ne donne que des résultats approximatifs.
- Certaines étoiles peuvent présenter une absorption importante à cette longueur d’onde, ce qui peut amener à les soustraire de façon trop importante (elles seront alors représentées par des pixels négatifs).
- Les nébuleuses émettrices de H_α sont également visibles en R, de ce fait, une part de l’émission H_α de ces nébuleuses est également soustraite.

On comprend donc, que cette méthode ne permet pas de se débarrasser correctement de toutes les étoiles et que, de plus, une petite part ($\sim 5\%$) de l’émission H_α est perdue.

2.5.3 Calibration astrométrique

La calibration astrométrique a été effectuée à l’aide du logiciel GAIA (Starlink Project) *via* une interface graphique. Ce travail se décompose en deux étapes principales. La première consiste à calibrer grossièrement l’image afin de pouvoir affiner les positions grâce aux grands catalogues lors d’une deuxième étape. Pour cela, il s’agit d’assigner à trois ou cinq étoiles les coordonnées d’une image du *Digitized Sky Survey* de l’ESO, correspondant à la même région du ciel. Le logiciel calcule alors une équation de plaque du premier ordre fournissant les informations d’angle et de taille de pixel nécessaires à l’étape suivante. GAIA permet de charger les positions du catalogue USNO A-2.0 depuis l’ESO. Il reste alors à ajuster les détections d’étoiles avec les coordonnées de l’USNO. On recherche pour cela le centroïde des étoiles visibles dans le champ et on élimine les étoiles absentes, trop loin de l’axe de visée (à cause des déformations de champ) ou les étoiles doubles non distinguées dans le catalogue. Des ajustements successifs permettent d’affiner la calibration jusqu’à des $RMS \sim 0,5''$. Dans les faits, la pauvreté de certains champs en étoiles brillantes repousse la précision de l’ajustement à $\sim 1,5''$ pour les plus mauvais.

2.5.4 Création des images trois couleurs

En plus des images obtenues pour chaque filtre, une image composite a été réalisée pour chaque objet qui réunit les informations des images bleue, rouge et H_α . Ces images, réunies dans l’atlas de l’annexe A, permettent de voir en seul coup d’œil l’environnement de la source X. On voit ainsi très facilement la couleur des objets proches de la position X, et la présence ou non, d’une région ionisée. Les niveaux de chaque image individuelle (B, R et H_α -continu) sont réglés de sorte à faire ressortir les couleurs des étoiles et la morphologie des régions ionisées. Elles sont ensuite superposées directement grâce à une calibration astrométrique de bonne qualité. La position de la source X est matérialisée par une croix entourée du cercle d’erreur correspondant.

2.5.5 Calibration photométrique

Les champs standards qui ont été observés et réduits en suivant les mêmes procédés que les images scientifiques, contiennent plusieurs étoiles dont les magnitudes sont connues. Chacun de ces champs a été observé dans les mêmes conditions instrumentales que les galaxies étudiées afin de prendre en compte les caractéristiques de chaque filtre. Le but de la calibration photométrique est de déterminer la loi qui permet de passer des flux instrumentaux aux magnitudes réelles.

Ce travail se concentre principalement sur les magnitudes B et R qui sont données par les relations suivantes :

$$B = c_1 + c_2 b + c_3 (B - R) - a_b A_b \quad (2.1)$$

$$R = d_1 + d_2 r + d_3 (B - R) - a_r A_r \quad (2.2)$$

où B et R sont les magnitudes réelles, b et r les magnitudes instrumentales, a_b et a_r les valeurs de la masse d'air au moment de l'observation, A_b et A_r les coefficients de l'extinction atmosphérique dans le bleu et le rouge respectivement ² et c_i et d_i les coefficients à déterminer. $(B - R)$ représente le terme de couleur qui permet de corriger la bande passante du filtre vers le système standard de Cousins et aA le terme correspondant à la partie du flux absorbée par l'atmosphère. De plus, on considère généralement que les coefficients c_2 et d_2 sont égaux à 1.

Pour déterminer les autres coefficients, il faut mesurer les flux instrumentaux b et r des étoiles standard. On ramène tout d'abord le temps d'exposition à une seconde afin d'uniformiser les mesures, la suite des opérations s'effectue grâce au paquetage de procédures IDL inspirées de DAOPhot qui permettent de réaliser une mesure du flux par le système des ouvertures. Le programme recherche le centroïde des étoiles en ajustant une gaussienne bidimensionnelle à la position de chaque étoile standard, le flux est ensuite obtenu par soustraction des pixels de l'objet matérialisés par un disque et d'une estimation du fond de ciel matérialisé par les pixels contenus dans un anneau autour de la source. La mesure du flux de chaque étoile standard doit prendre en compte les effets de *seeing* et d'étalement du point (*Point Spread Function*, PSF) afin de ne pas sous-estimer le nombre de photons. L'algorithme est capable d'obtenir un ciel acceptable obtenu par élimination statistique des mauvais pixels (pixels morts, rayons cosmiques mal soustraits) et des pixels contaminés par une source proche. Ce flux est calculé en électrons (photons) grâce à la valeur du gain fournie. Les magnitudes instrumentales b et r s'obtiennent simplement par $mag = -2,5 \log(flux)$.

Les coefficients recherchés peuvent ensuite être obtenus par régression linéaire (méthode des moindres carrés) des équations 2.1 et 2.2 mises sous la forme :

$$B - b + a_b A_b = c_1 + c_3 (B - R) \quad (2.3)$$

$$R - r + a_r A_r = d_1 + d_3 (B - R) \quad (2.4)$$

²Pour obtenir une bonne estimation de l'absorption il faut observer le même champ standard pour différentes masses d'air. Pour ce travail de thèse, cette opération n'a pas été réalisée car les valeurs provenant de la documentation des différents observatoires sont d'une précision suffisante.

On obtient ainsi, pour les divers instruments utilisés, les résultats présentés par les figures 2.13, 2.14, 2.15 et 2.16.

Les magnitudes absolues M_B et M_R s'obtiennent en tenant compte de la distance d de l'objet et de l'absorption sur la ligne de visée, représentée par la colonne de densité N_H par :

$$M_B = B - 5 \log(d_{(pc)}) + 5 - A_B \quad (2.5)$$

et

$$M_R = R - 5 \log(d_{(pc)}) + 5 - A_R \quad (2.6)$$

où $A_B = 4,1 E(B - V)$ et $A_R = 2,65 E(B - V)$ (Zombeck 1990) avec $N_H = 6,710^{21} E(B - V) \text{ cm}^{-2}$. Il a été tenu compte seulement de l'absorption galactique, la colonne de densité N_H a été déterminée grâce au programme COLDEN (Chandra X-ray Center) à partir de l'interpolation faite par Dickey & Lockman (1990) sur la densité de l'hydrogène neutre dans la Galaxie.

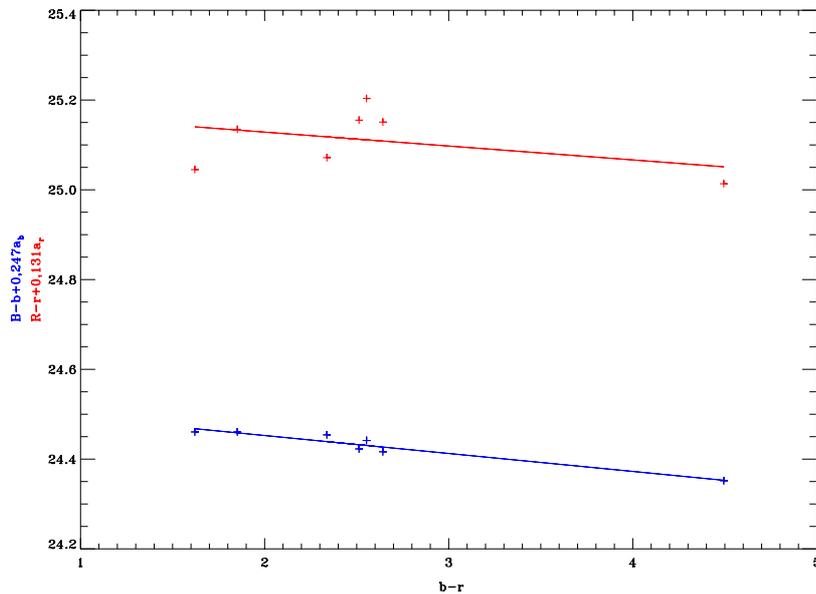


FIGURE 2.13 – AJUSTEMENT DE LA CALIBRATION PHOTOMÉTRIQUE EN B ET R POUR LA CAMPAGNE ESO DE 1999. On obtient :

$$B = 24,506^{\pm 0,008} + b - 0,04^{\pm 0,004} (B - R) - 0,247 a_b$$

$$R = 25,17^{\pm 0,057} + r - 0,031^{\pm 0,029} (B - R) - 0,131 a_r$$

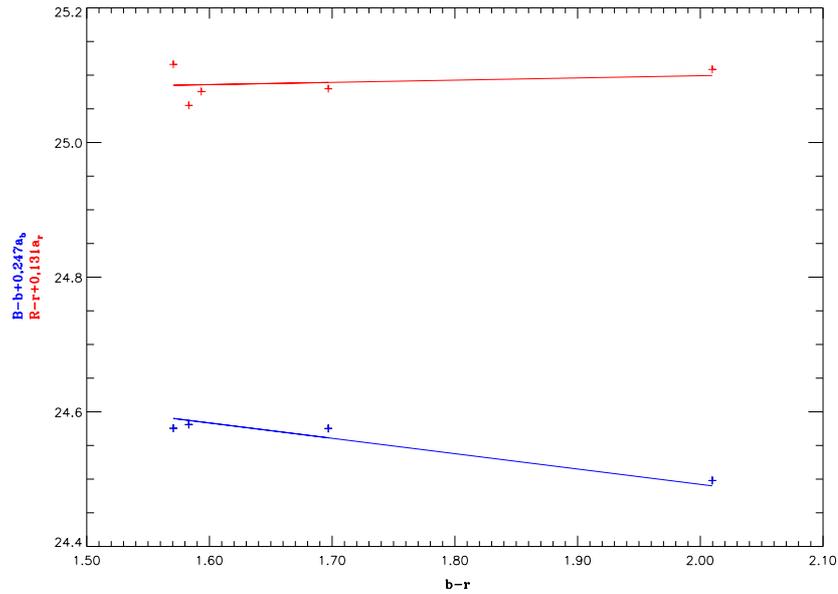


FIGURE 2.14 – AJUSTEMENT DE LA CALIBRATION PHOTOMÉTRIQUE EN B ET R POUR LA CAMPAGNE ESO DE 2000. On obtient :

$$B = 24,922^{\pm 0,085} + b - 0,228^{\pm 0,082} (B - R) - 0,247 a_b$$

$$R = 25,037^{\pm 0,112} + r + 0,033^{\pm 0,108} (B - R) - 0,131 a_r$$

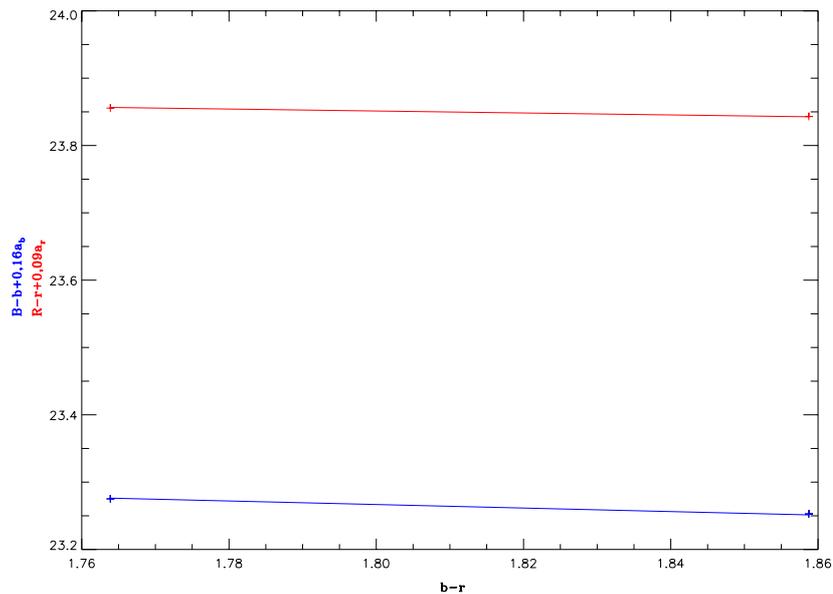


FIGURE 2.15 – AJUSTEMENT DE LA CALIBRATION PHOTOMÉTRIQUE EN B ET R POUR LA CAMPAGNE CFHT DE 2000. Malheureusement, la petitesse du champ n'a permis de n'avoir que deux étoiles mesurables, ce qui nuit à la fiabilité de l'ajustement. On obtient :

$$B = 23,627 + b - 0,262 (B - R) - 0,16 a_b$$

$$R = 24,052 + r - 0,146 (B - R) - 0,09 a_r$$

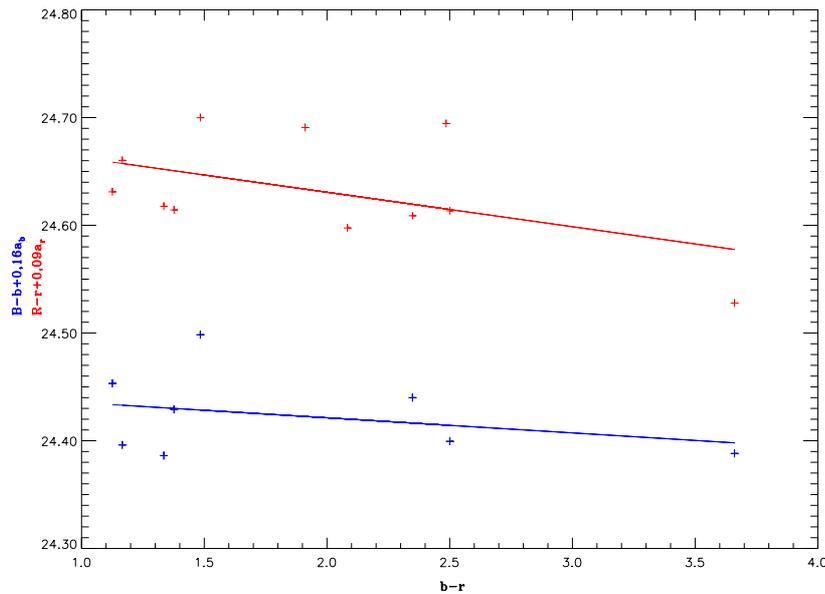


FIGURE 2.16 – AJUSTEMENT DE LA CALIBRATION PHOTOMÉTRIQUE EN B ET R POUR LA CAMPAGNE CFHT DE 2001. On obtient :

$$B = 24,446^{\pm 0,30} + b - 0,014^{\pm 0,016} (B - R) - 0,16 a_b$$

$$R = 24,687^{\pm 0,033} + r - 0,032^{\pm 0,016} (B - R) - 0,09 a_r$$

2.6 Réduction des spectres optiques

2.6.1 Correction des déformations géométriques

Quelques unes des configurations optiques ont malheureusement produit des spectres qui ne sont pas alignés avec les lignes de pixels de la CCD. Un programme IDL a donc été écrit pour les rectifier. Celui-ci, mesure la correction à appliquer en se servant de l'observation de l'étoile standard. Dans un premier temps, l'algorithme passe en revue chaque colonne de l'image et détermine le centre de la gaussienne qui ajuste le profil du continu de l'étoile standard, on en déduit ainsi quelle est la trace du spectre sur l'image (Figure 2.17). La correction ainsi déterminée est appliquée colonne par colonne à toutes les images observées dans la même configuration optique avec une précision de 0,1 pixel.

2.6.2 Extraction d'une sous-image

Il est important de ne travailler que sur la partie exposée de la CCD, et d'éliminer également les bords de l'image. En effet, lors de la calibration en flux, par exemple, des valeurs erronées aux deux extrémités du spectre de l'étoile standard, pourraient conduire à un mauvais ajustement de la réponse instrumentale. C'est pourquoi, une sous-image est extraite.

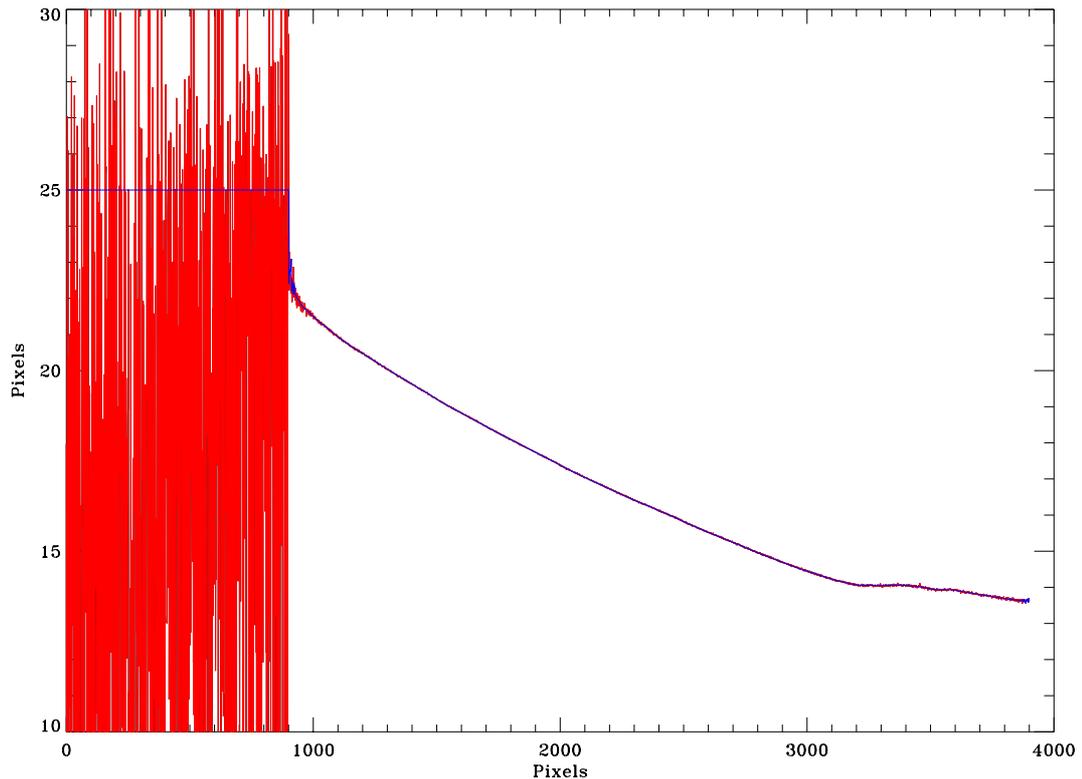


FIGURE 2.17 – EXEMPLE DE DÉTERMINATION DE LA DÉFORMATION GÉOMÉTRIQUE D’UN SPECTRE. La ligne rouge représente le pic de la gaussienne ajustée au profil du spectre de l’étoile standard pour chaque colonne de l’image. Le trait bleu représente la correction qui sera appliquée à chaque image afin d’aligner le spectre avec les pixels de l’image. On remarque que dans la partie bleue du spectre (à gauche du graphique), le flux est trop faible pour pouvoir détecter la trace de l’étoile, c’est pourquoi on ne rectifiera pas cette partie de l’image.

2.6.3 Détermination du biais et du flat-field

Le biais médian est déterminé à partir des différents biais obtenus pour chaque CCD (Figure 2.18).

Ce biais est soustrait du *flat field* médian obtenu de la même façon. On calcule ensuite une moyenne des lignes de ce *flat field* qui sera filtré par une gaussienne afin de supprimer les hautes fréquences. En divisant le *flat field* médian par cet ajustement, on obtient un *flat field* normalisé qui servira à corriger des variations de haute fréquence (Figure 2.19).

2.6.4 Calibration en longueur d’onde

Pour chaque réseau ou chaque grisme, un spectre est obtenu pour les raies d’émission correspondant aux lampes de calibration données, ceci permet de mesurer la dispersion effective sur la CCD. La plus grande partie des raies est identifiée à partir d’une table de référence et les

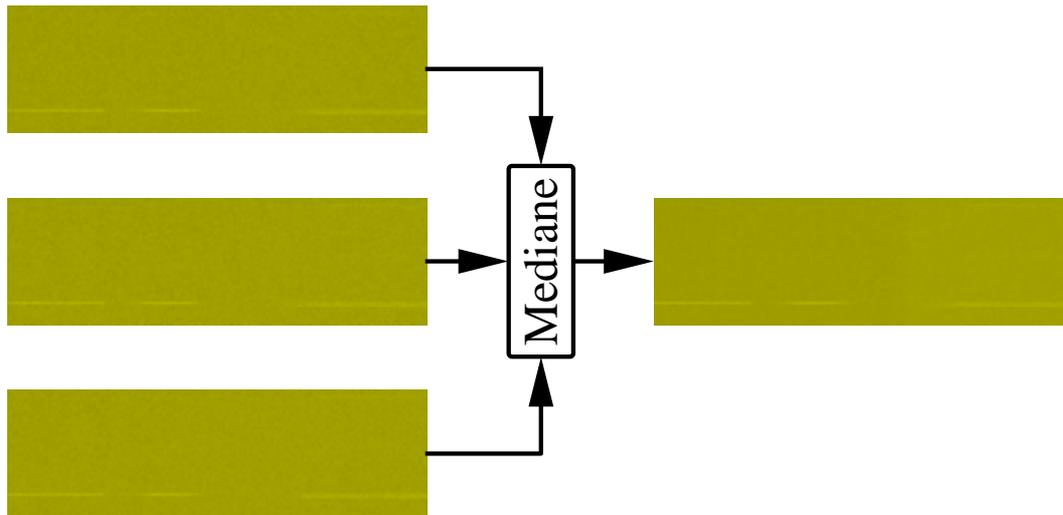


FIGURE 2.18 – CALCUL DU BIAIS. Le biais utilisé pour la réduction est la médiane des différents biais existants.

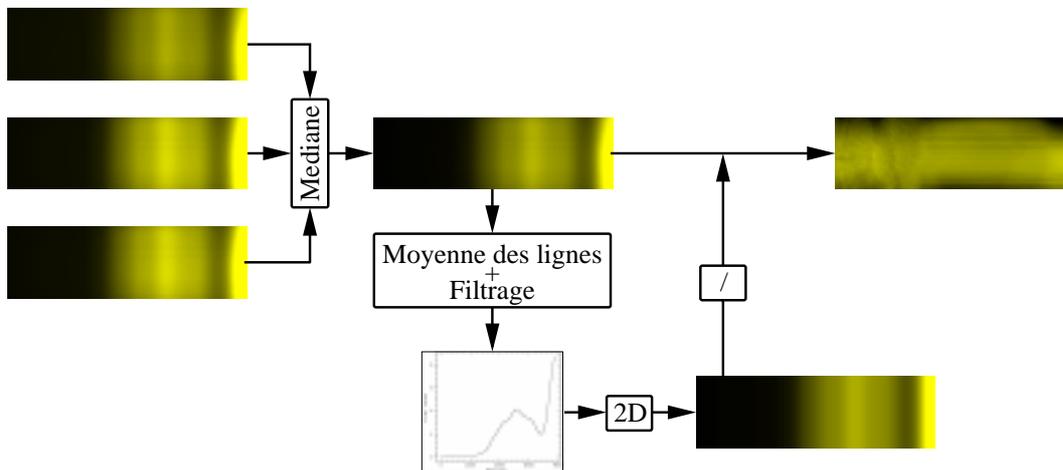


FIGURE 2.19 – CALCUL DU FLAT FIELD NORMALISÉ.

autres raies détectées sont corrélées avec cette même table afin d'obtenir la fonction de dispersion en longueur d'onde (Figure 2.20). Ce processus est bidimensionnel, ce qui permet de calibrer chaque ligne indépendamment, on corrige ainsi les effets de mésalignement de la fente résiduels et les effets de déformation (*vignetting*).

2.6.5 Extraction du spectre

Le fichier d'observation est tout d'abord corrigé des rayons cosmiques, le biais est alors soustrait puis la division par le *flat field* est effectuée. L'image ainsi obtenue est calibrée en longueur d'onde. Deux séries de lignes ne contenant que le ciel sont alors extraites de part et d'autre du spectre de l'objet, et serviront à créer une image ne contenant que les raies du ciel. Cette

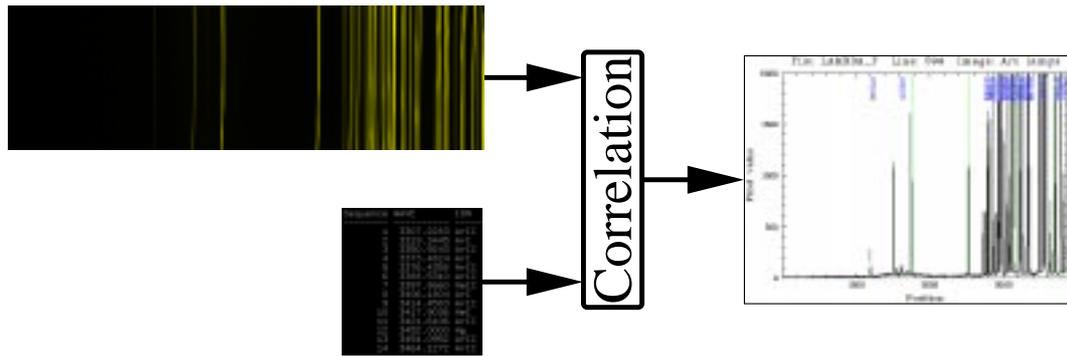


FIGURE 2.20 – CALIBRATION EN LONGUEUR D'ONDE.

dernière sera soustraite à l'image précédente afin d'obtenir une image corrigée des raies du ciel. Puis, les lignes comprenant le spectre de l'objet sont extraites et additionnées. Le spectre ainsi obtenu est ramené à un temps d'exposition d'une seconde puis corrigé pour l'extinction atmosphérique (Figure 2.22). L'extraction précédente du spectre d'une étoile standard permet de calculer la réponse de la CCD qui est ensuite utilisée pour calibrer le spectre de l'objet en flux (Figure 2.21).

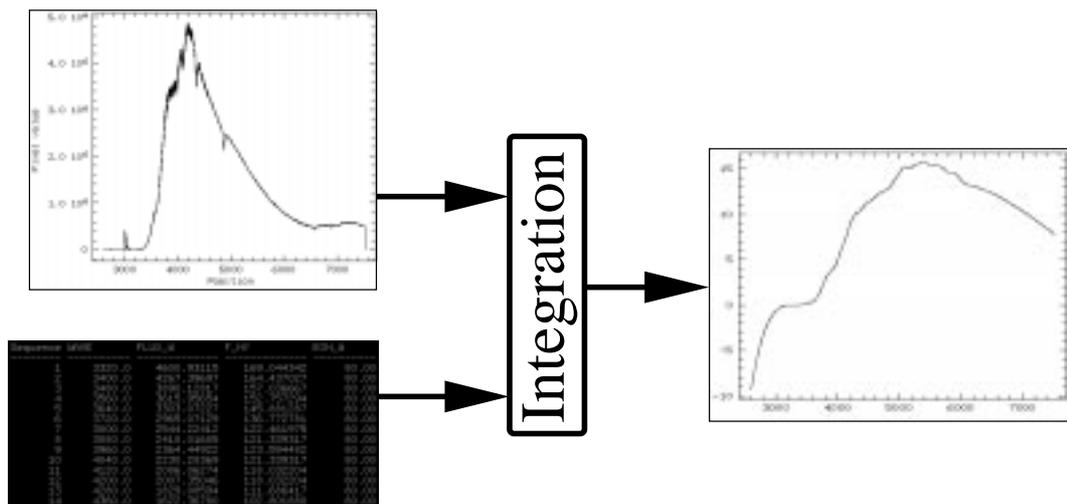


FIGURE 2.21 – CALCUL DE LA RÉPONSE DE LA CCD.

2.6.6 Détermination des paramètres physiques d'une région HII

Les résultats ont été recoupés avec le programme FIVEL développé par De Robertis *et al.* (1987) qui réalise une approximation cinq niveaux.

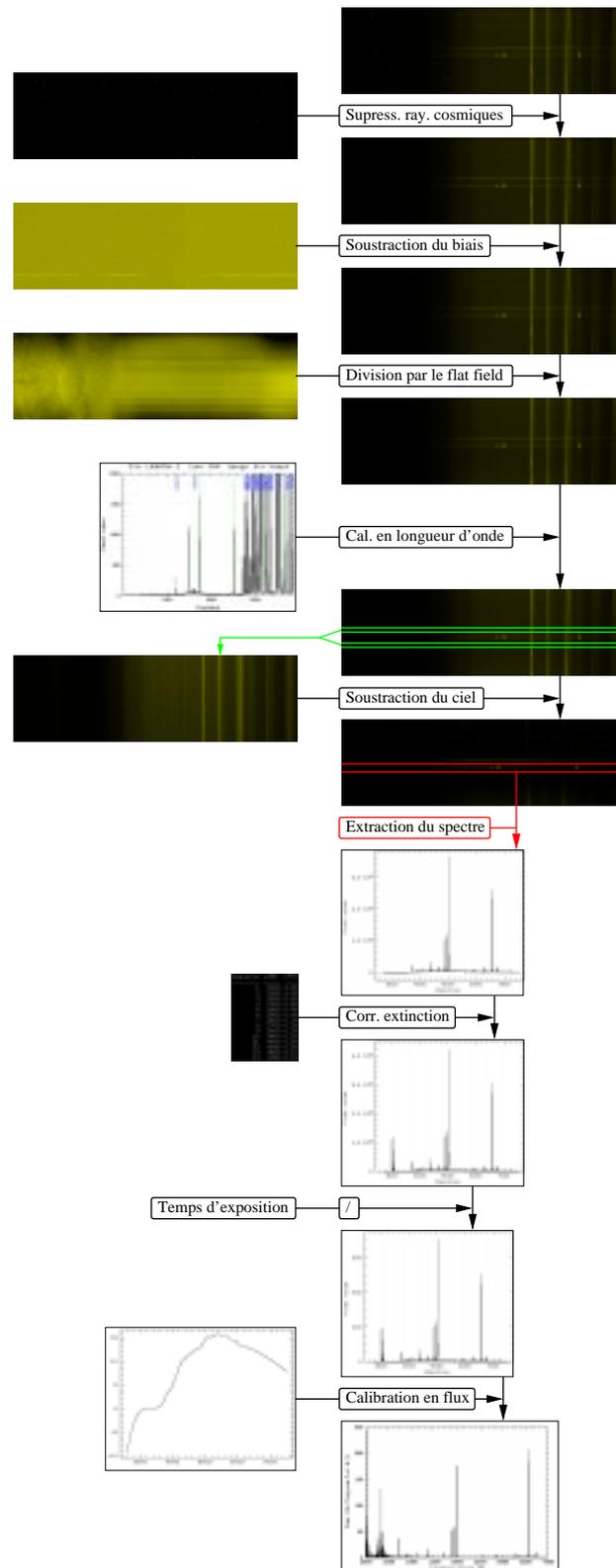


FIGURE 2.22 – EXTRACTION ET CALIBRATION D'UN SPECTRE OPTIQUE.

Correction pour l'extinction interstellaire

Le spectre ainsi obtenu ne tient pas compte du rougissement. Afin de corriger le spectre en flux pour l'extinction interstellaire, il faut déterminer la constante d'absorption $C(H\beta)$. Pour cela, on utilise le décrément de Balmer de l'hydrogène dans le cas d'un milieu optiquement large (cas B) pour le rapport théorique des raies $H\beta$ et $H\alpha$ d'après Osterbrock (1989). L'éloignement de ces deux raies permet de mieux mettre en évidence le rougissement dû à l'extinction. Par exemple, dans le cas d'une nébuleuse pour laquelle $T_e \sim 20000 K$ et $N_e \sim 10^2 cm^{-3}$, Osterbrock (1989) donne un rapport $I(H\alpha)/I(H\beta) = 2,75$. On a :

$$c(H\beta) = \log \left(\frac{I(H\beta)}{F_{obs}(H\beta)} \right) \quad (2.7)$$

où $F_{obs}(H\beta)$ est le flux observé de $H\beta$ (absorbé) et $I(H\beta)$ le flux corrigé.

Le flux corrigé $I(\lambda)$ pour l'extinction interstellaire de toutes les autres raies se calcule alors par :

$$\log \left(\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \right) = \log \left(\frac{F_{obs}(\lambda)}{F_{obs}(H\beta)} \right) + c(H\beta)f(\lambda) \quad (2.8)$$

où $f(\lambda)$ est la loi d'extinction normalisée à $H\beta$ (Tableau 2.7), calculée à partir de la loi d'extinction de Whitford (1958) (d'après Rayo *et al.* 1982 et Sabbadin *et al.* 1984).

Température électronique

La température électronique T_e peut être estimée grâce au rapport des raies [OIII] :

$$T_e = \frac{3,29 \cdot 10^4}{\ln\left(\frac{R}{8,3}\right)} \text{ et } R = \frac{I([OIII]\lambda 5007) + I([OIII]\lambda 4959)}{I([OIII]\lambda 4363)} \quad (2.9)$$

Densité électronique

La densité électronique N_e est déterminée grâce au rapport des raies [SII] :

$$R[SII] = \frac{I([SII]\lambda 6717)}{I([SII]\lambda 6731)} \quad (2.10)$$

Les valeurs de la densité électronique N_e sont tirées de Osterbrock (1989) d'après les différentes valeurs que prend $R[SII]$.

Abondance en oxygène

Le rapport O/H se mesure à partir de l'intensité des raies interdites [OII] et [OIII]. L'émissivité des ions dépend de la température électronique T_e de façon exponentielle, $[OIII]\lambda 5007$ dépend fortement de T_e :

$$\frac{I([OIII]\lambda 5007)}{I(H\beta)} = \frac{N_{O^{++}}}{N_{H^+}} \times f(T_e) \quad (2.11)$$

TABLEAU 2.7 – COEFFICIENTS D'EXTINCTION.

Iden.	$\lambda(\text{\AA})$	$f(\lambda)$
[OII]	3726+3729	+0,315
H10	3798	+0,290
H9	3835	+0,280
[NeIII]	3869	+0,270
HeI + H8	3889	+0,265
[NeIII] + H7	3967+3970	+0,235
HeI	4026	+0,225
[SII]	4068+4076	+0,210
H δ	4102	+0,200
H γ	4340	+0,135
[OIII]	4363	+0,130
HeI	4388	+0,125
HeI	4471	+0,105
NIII	4640	+0,055
[FeIII]	4658	+0,050
HeII	4686	+0,045
[FeIII]	4702	+0,040
[ArIV] + HeI	4711+4713	+0,035
[ArIV]	4740	+0,030
H β	4861	+0,000
HeI	4922	-0,010
[OIII]	4959	-0,020
[OIII]	5007	-0,030
[NI]	5198+5200	-0,075
HeII	5411	-0,115
[NII]	5755	-0,190
HeI	5876	-0,210
[OI]	6300	-0,285
[OI]	6363	-0,300
[NII]	6548	-0,330
H α	6563	-0,335
[NII]	6583	-0,340
HeI	6678	-0,360
[SII]	6717	-0,370
[SII]	6731	-0,370
HeI	7065	-0,400
[ArIII]	7135	-0,410
[OII]	7320+7330	-0,435
[ArIII]	7751	-0,480

Pratiquement Pagel *et al.* (1992) fournissent les approximations trois niveaux suivantes :

$$12 + \log\left(\frac{O^+}{H^+}\right) = \log\left(\frac{I([OII]\lambda 3726) + I([OII]\lambda 3729)}{I(H\beta)}\right) + 5,890 \\ + \frac{1,676}{t_2} - 0,40 \log(t_2) + \log(1 + 1,35x) \quad (2.12)$$

$$12 + \log\left(\frac{O^{++}}{H^+}\right) = \log\left(\frac{I([OIII]\lambda 4959) + I([OIII]\lambda 5007)}{I(H\beta)}\right) \\ + 6,174 + \frac{1,251}{t} - 0,55 \log(t) \quad (2.13)$$

où $t = T_e/10^4$, $t_2 = \frac{2}{t^{-1} + 0,8}$ et $x = 10^{-4} N_e t_2^{-0,5}$.

L'introduction de la température t_2 dans les calculs est due au fait que la température T_e est représentative de la région de la nébuleuse où on trouve les ions O^{++} , Ne^{++} et Ar^{++} , mais pas de la région où se trouvent les ions O^+ , N^+ et S^+ . On introduit donc une correction de la température électronique T_e sous la forme du terme t_2 , basée sur les calculs du modèle de Stasińska (1990), qui permet de prendre en compte la région où se trouvent les ions de plus basse ionisation.

Le rapport O/H est donné, de façon générale pour les régions HII classiques (où l'oxygène est sous forme O^+ et O^{++} seulement), par :

$$\frac{O}{H} = \frac{N(O^+)}{N(H^+)} + \frac{N(O^{++})}{N(H^+)} \quad (2.14)$$

2.6.7 Création de l'image multi-bandes d'Holmberg II

Dans le cas de l'acquisition d'un spectre de la région HII HSK70 dans Holmberg II, la largeur de la fente utilisée (6 secondes d'arc) a conservé l'information spatiale réalisant ainsi un spectre «bidimensionnel». On peut alors reconstituer une image correspondant à chaque raie d'émission. Pour cela plusieurs traitements sont nécessaires. Il faut bien entendu supprimer les raies émises par le ciel terrestre. Par ailleurs, la part du continu émis doit également être supprimée. Pour cela, il suffit de mesurer sa contribution aux endroits où il n'y a pas de raie d'émission, et d'interpoler les tronçons manquants. Une fois le continu soustrait de l'image, il ne reste plus que les images de la région dans chaque raie d'émission. Connaissant le décalage vers le rouge de l'objet, on peut reconstituer des images individuelles de la même portion du ciel. Le résultat est présenté par la figure 5.7 chapitre 4, page 88.

2.7 Traitement des données X de ROSAT

Certaines données ROSAT sont des observations pointées demandées par notre groupe alors que d'autres proviennent des archives du *Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik* (MPE) rapatriées à Strasbourg via *ftp*. Ces données sont ensuite traitées grâce au module EXSAS fonctionnant sous MIDAS. L'analyse de ces données permet de déduire plusieurs paramètres physiques des sources observées.

En utilisant les observations du PSPC, par exemple, on peut obtenir le spectre X d'une source et ajuster ce dernier à l'aide de différents modèles permettant de déterminer divers paramètres comme la température kT (keV), l'index spectral de photons Γ , le flux, la luminosité, *etc.* L'utilisation des observations HRI, quant à elle, révèle plus de caractéristiques spatiales sur la source comme sa position ou son étendue. Dans certains cas, on peut également détecter une variabilité.

Afin d'utiliser ces observations, certaines corrections préalables doivent être effectuées sur les observations. Elles concernent notamment le mouvement régulier du satellite (*wobble*), qui a été introduit afin d'éviter de perdre des photons dans les structures du support du détecteur. D'autre part, il faut également calibrer les observations pour tenir compte de la sensibilité du détecteur en fonction de la distance par rapport à l'axe de visée, ainsi que de sa réponse en énergie (dans la cas du PSPC). Enfin, une dernière correction intervient concernant le temps mort³.

2.7.1 Traitement préalable des observations PSPC et HRI

L'ensemble de fichiers créé par une observation ROSAT contient notamment le fichier des événements (*events*) qui relève le temps d'arrivée de chaque photon, sa position, et dans le cas du PSPC, son énergie. La première étape dans le traitement des données ROSAT est de créer, à l'aide de ce fichier *events*, une image, à partir de laquelle, il sera possible d'extraire plusieurs informations.

2.7.2 Obtention d'un spectre X observé par le PSPC

Pour créer un spectre PSPC, il suffit d'extraire les photons provenant de la source : N_{source} en sélectionnant un disque sur l'image, dans lequel la source est contenue, puis les photons provenant du fond de ciel et du fond instrumental : N_{bkgr} en sélectionnant, si possible un anneau autour de la source⁴.

La deuxième étape consiste à regrouper les photons de la source dans plusieurs intervalles (*bin*) dont la taille est fonction du rapport signal-sur-bruit (S/B) que l'on souhaite obtenir. La statistique de Poisson nous donne :

$$\frac{S}{B} = \frac{N_{source}}{\sqrt{N_{source} + N_{bkgr}}} \quad (2.15)$$

On obtient donc un nombre de photons pour chaque intervalle déterminé directement pour un rapport S/B donné. Un rapport S/B d'au moins 5 est nécessaire afin de pouvoir appliquer la statistique du χ^2 aux ajustements. Malheureusement, l'expérience montre que pour nombre de sources émettant peu de photons X, ce rapport ne peut être atteint pour un nombre d'intervalles

³Si deux photons arrivent successivement sur le détecteur dans un intervalle de temps inférieur au temps mort, le deuxième ne sera pas détecté.

⁴Il faut, bien sûr, éviter d'inclure des photons provenant de la source elle-même ou de toute autre source avoisinante.

suffisants vis à vis de la statistique des ajustements. Plus le nombre d’intervalles est faible, plus le nombre de degrés de liberté est grand ce qui nuit à la qualité de l’ajustement.

2.7.3 Ajustement des observations de spectres X par divers modèles théoriques

Les paramètres physiques des sources observées sont obtenus par ajustement de plusieurs modèles théoriques aux observations. La validité de ces ajustements est fournie par la loi du χ^2 . On cherche à minimiser le χ^2 en faisant varier les paramètres du modèle, afin de trouver le meilleur accord possible entre les points observés et ceux fournis par le modèle théorique. La fonction du χ^2 est définie comme une fonction d’un modèle $y(x_i; a_1 \dots a_m)$ dépendant des $a_1 \dots a_m$ paramètres et des N quantités y_i (les données) distribués selon une loi normale, où la différence entre le modèle et les données est normalisée aux déviations standards σ_i (les erreurs) des données :

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i - y(x_i; a_1 \dots a_m)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.16)$$

Pour définir la qualité d’un ajustement, on se réfère à la valeur du χ^2 réduit⁵ : χ^2/ν , où ν est le nombre de degrés de liberté du système ($\nu = N - m$, m étant le nombre de paramètres du modèle). D’autre part, l’allure des résidus⁶ nous dit si les observations sont distribuées régulièrement ou non autour de l’ajustement.

Les principaux modèles utilisés sont décrits dans la section 2.9.

2.8 Traitement des données X d’XMM-Newton

Le XMM-Newton Science Analysing System (SAS) est le logiciel d’analyse des données scientifiques d’XMM-Newton. Il comprend une suite d’outils logiciels pour la réduction, la calibration et l’analyse des données scientifiques d’XMM-Newton. Le logiciel peut s’utiliser depuis une ligne de commande ou de manière interactive par une interface graphique. Le SAS est développé et maintenu par le XMM-Newton *Science Operation Centre* (SOC) et le *Survey Science Centre* (SSC).

Le SAS effectue le prétraitement initial des données scientifiques d’XMM-Newton et permet également l’analyse scientifique des observations : les modules sont utilisés dans une configuration fixe pour le traitement des données d’XMM-Newton *via* le *pipeline* (Chapitre 7, Section 7.1, page 103) et peuvent être utilisés dans une configuration interactive par l’observateur pour mener à bien ses propres analyses.

Le SAS est divisé en tâches individuelles. Chaque tâche est dédiée à un aspect de l’analyse des données. Certaines de ces tâches sont associées à travers des chaînes spécifiques aux divers instruments qui permettent à l’observateur d’appliquer une séquence d’opérations communes aux données. Ces tâches permettent d’obtenir, au final, des courbes de lumière et des spectres.

⁵Plus le χ^2 réduit est proche de 1, plus l’ajustement est satisfaisant.

⁶Les résidus sont les différences normalisées à l’ajustement entre le modèle et les observations.

Les spectres obtenus sont analysés grâce à XSPEC qui permet de réaliser des ajustements de modèles plus ou moins complexes.

La section suivante décrit brièvement les différents modèles utilisés.

2.9 Principaux modèles théoriques utilisés pour l'ajustement des spectres X

Le faible taux de comptage des sources étudiées dans cette thèse conduit à utiliser des modèles simples comme une loi de puissance, une exponentielle, un *Bremsstrahlung* thermique, ou encore un modèle d'émission d'un plasma chaud optiquement mince (de type Raymond & Smith (1977)), combinés à une loi d'absorption galactique. Il est parfois nécessaire de combiner plusieurs de ces modèles pour des sources qui ont des composantes multiples.

2.9.1 Absorption galactique

L'absorption galactique est modélisée en utilisant les sections efficaces de Balucinska-Church & McCammon (1992) par :

$$M(E) = e^{-N_H \sigma(E)} \quad (2.17)$$

où $\sigma(E)$ est la section efficace d'absorption photoélectrique et N_H la colonne de densité.

Le modèle final sera de la forme $M(E) \times A(E)$, où $A(E)$ est le flux de photons en $cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}$ du modèle utilisé.

2.9.2 Loi de puissance

Une loi de puissance ne reflète pas un mécanisme physique en soi, cependant le fait qu'un spectre soit aussi bien ajusté par une telle loi signifie qu'il peut correspondre à un rayonnement synchrotron ou à un rayonnement Compton inverse.

Le rayonnement synchrotron produit un spectre continu dû à des électrons très rapides qui spiralent autour d'une ligne de force magnétique. Il s'agit d'un spectre non thermique observé en particulier dans les étoiles à neutrons et les quasars.

Le rayonnement Compton inverse correspond à un électron très rapide se déplaçant dans un gaz de photons, qui entre en collision avec un photon et lui transfère ainsi une partie de son énergie. Un photon plus énergétique est alors produit à une longueur d'onde plus courte. Cet effet est observé en particulier dans les galaxies actives.

Pratiquement, le modèle est de la forme :

$$A(E)dE = K \left(\frac{E}{1 keV} \right)^{-\Gamma} dE \quad (2.18)$$

où K est l'amplitude du flux définie pour l'énergie de référence de $1 keV$ en $cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}$ et Γ l'index spectral de photon.

2.9.3 Corps noir et disque multi-couleurs

Le spectre d'un objet rayonnant comme un corps noir est représenté par la loi de Planck. On peut également modéliser un disque d'accrétion comme une superposition de plusieurs lois de Planck, puisqu'il s'agit d'un objet rayonnant comme un corps noir présentant un gradient de température, d'où l'appellation de disque multi-couleurs.

Un spectre de corps noir est de la forme :

$$A(E)dE = K \frac{8,0525 E^2}{T^4 \left(e^{\frac{E}{kT}} - 1 \right)} dE \quad (2.19)$$

où kT est la température du rayonnement en keV et $K = L_{39}/D_{10}$ où L_{39} est la luminosité de la source en unité de $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ et D_{10} la distance de la source en unités de 10 kpc .

Le spectre disque multi-couleurs ou disque corps noir décrit la radiation optiquement épaisse d'un disque d'accrétion géométriquement mince autour d'un objet compact de masse M .

La luminosité de radiation d'un anneau élémentaire d'épaisseur dr est $4\pi r dr \sigma T(r)^4$ où σ est la constante de Stefan-Boltzman. En égalant ceci à la libération d'énergie nécessaire à la matière du disque pour tomber d'une distance dr soit $0,5 G M \dot{M} dr/r^2$, on obtient (Hayakawa 1981) :

$$T(r) = \left(\frac{3 G \dot{M} M}{8\pi \sigma r^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.20)$$

où G est la constante de gravité et \dot{M} le taux d'accrétion. Un traitement plus exact (Shakura & Sunyaev 1973) donne :

$$T(r) = \left(\frac{3 G \dot{M} M}{8\pi \sigma r^3} \right)^{\frac{1}{4}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{R_c}}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.21)$$

où R_c est le rayon critique (généralement proche de celui de l'objet compact) en dessous duquel le moment angulaire est transféré vers l'intérieur. Le spectre composite émis par un tel disque s'écrit comme la superposition de divers corps noirs provenant des différents anneaux élémentaires composant le disque. En intégrant du rayon intérieur R_{in} au rayon extérieur R_{out} , en supposant que $R_{in} \gg R_c$, on obtient (Mitsuda *et al.* 1984) :

$$A(E)dE = \frac{\cos\theta}{D^2} \int_{R_{in}}^{R_{out}} 2\pi r B(E, T) dr dE \quad (2.22)$$

$$= \frac{8\pi R_{in}^2 \cos\theta}{3D^2} \int_{T_{out}}^{T_{in}} 2 \left(\frac{T}{T_{in}} \right)^{-\frac{11}{3}} B(E, T) \frac{dT}{T_{in}} dE \quad (2.23)$$

où $B(E, T)$ est la distribution de Planck, θ l'angle sous lequel on voit le disque et D la distance qui nous sépare de l'objet.

Pratiquement, T_{out} est généralement bien en dessous du domaine d'énergie X, et le spectre est donc essentiellement déterminé par les deux paramètres T_{in} et $K = (R_{in}/D)^2 \cos\theta$.

2.9.4 Bremsstrahlung thermique

Le rayonnement modélisé par un *Bremsstrahlung* thermique est de type libre-libre (à l'équilibre thermique). Les électrons libres arrivent dans un plasma thermique (ions) et sont freinés par les ions positifs et déviés, provoquant l'émission d'un rayonnement dont l'énergie dépend de la vitesse des ions. Un *Bremsstrahlung* thermique est aussi produit lorsqu'il y a interaction entre des particules chargées très rapides et un gaz.

Le spectre est de la forme :

$$A(E)dE = A e^{\frac{E-E_0}{T}} \frac{E}{E_0} \frac{g(E, T, HEH)}{g(E_0, T, HEH)} dE \quad (2.24)$$

où g est le facteur de Gaunt (Kellogg *et al.* 1975), A l'amplitude du flux pour l'énergie de référence $E_0 = 1 \text{ keV}$ en $\text{photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$, HEH l'abondance de l'hélium relative à l'hydrogène et T la température en keV . XSPEC fournit deux paramètres qui sont T et l'amplitude de normalisation $K = (3,02 \cdot 10^{-15} / (4\pi D^2)) \int n_e n_I dV$ exprimée en cm^{-5} où D est la distance de la source en cm et n_e, n_I la densité électronique et celle des ions respectivement en cm^{-3} avec une abondance en hélium $He/H = 8,5\%$.

2.9.5 Plasma Raymond-Smith

Un rayonnement ajusté par un modèle Raymond-Smith (Raymond & Smith 1977) est celui d'un plasma chaud optiquement mince en équilibre collisionnel. Les spectres calculés par ce modèle s'appliquent à des régions chaudes du milieu interstellaire, comme les restes de supernova ou les couronnes stellaires. Ce modèle tient compte du spectre de recombinaison (transitions lié-libre), du *Bremsstrahlung* (transitions libre-libre) pour le continu qui est surtout dominé par l'émission des raies permises (transitions lié-lié).

Un spectre Raymond-Smith est de la forme :

$$A(E)dE = K \Lambda(E, T, Metals) dE \quad (2.25)$$

où T est la température du plasma en keV , Λ la fonction de refroidissement est K l'amplitude de normalisation en cm^{-5} , $K = (10^{-14} / (4\pi D^2)) \int n_e n_H dV$ où D est la distance de la source en cm et n_e et n_H la densité électronique et celle de l'hydrogène respectivement exprimée en cm^{-3} . L'abondance en hélium est fixée à la valeur cosmique et celle des métaux est donnée par le paramètre *Metals*.

Alternativement, on peut également utilisé le modèle MEKAL (Mewe *et al.* 1995) qui utilise des paramètres mis à jour.

Remarque

La suite de ce texte fait très peu référence aux observations X, car malheureusement, les observations XMM-Newton des objets étudiés ici sont arrivées très tardivement, et il n'a pas été possible de procéder à leur réduction dans le temps imparti à ce travail de thèse à part l'observation de NGC 5408 X-1 (Chapitre 4, Section 4.1.2, page 68) qui a été délivrée à temps.

Néanmoins, il m'a paru important de parler des méthodes de réduction utilisées pour les observations X, tant pour les observations de ROSAT qui ont constitué un travail préliminaire que pour les nouvelles observations obtenues avec XMM-Newton.

Chapitre 3

Présentation de l'échantillon

Sommaire

3.1	Perspectives du suivi optique	59
3.2	Observations optiques	60
3.3	Sources X d'avant ou d'arrière-plan	61
3.4	Sources X sans identification	61
3.5	Sources X et contrepartie optique possible	63

3.1 Perspectives du suivi optique

On ne trouve des ULX qu'en-dehors du Groupe Local. Ceci implique que leur contrepartie optique est probablement faible, même s'il s'agit de la variété des binaires X massives les plus brillantes. Une étoile O compagnon (pour laquelle $M_V \sim -5$) aurait une magnitude $V > 22 \text{ mag}$ à la distance de 3 Mpc pour l'ULX la plus proche. Cette perspective peu encourageante explique pourquoi peu de suivis optiques d'ULX aient été rapportés jusqu'à présent.

Les effets des interactions possibles entre les sources X et le milieu interstellaire diffus sont potentiellement plus spectaculaires. L'exemple le plus connu est la nébuleuse radio W 50 (Dubner *et al.* 1998) autour de l'énigmatique SS 433. Cette nébuleuse galactique non-thermique se présente comme une bulle sphérique (Figure 3.1) avec deux extensions latérales, les «oreilles», qui se sont formées par l'interaction des jets avec le gaz environnant. L'extension spatiale de $60 \times 120 \text{ pc}$ est celle d'un grand reste de supernova qu'on pourrait facilement résoudre à une distance de plusieurs Mpc .

Une autre possibilité d'interaction entre la source X et le milieu interstellaire serait la photoionisation du gaz interstellaire par la source X (Chapitre 5).

Un autre sujet concerne l'association inattendue de plusieurs restes de supernova (SNR) avec des ULX (Miller 1995, La Parola *et al.* 2001, Snowden *et al.* 2001) qui, dans plusieurs cas, se

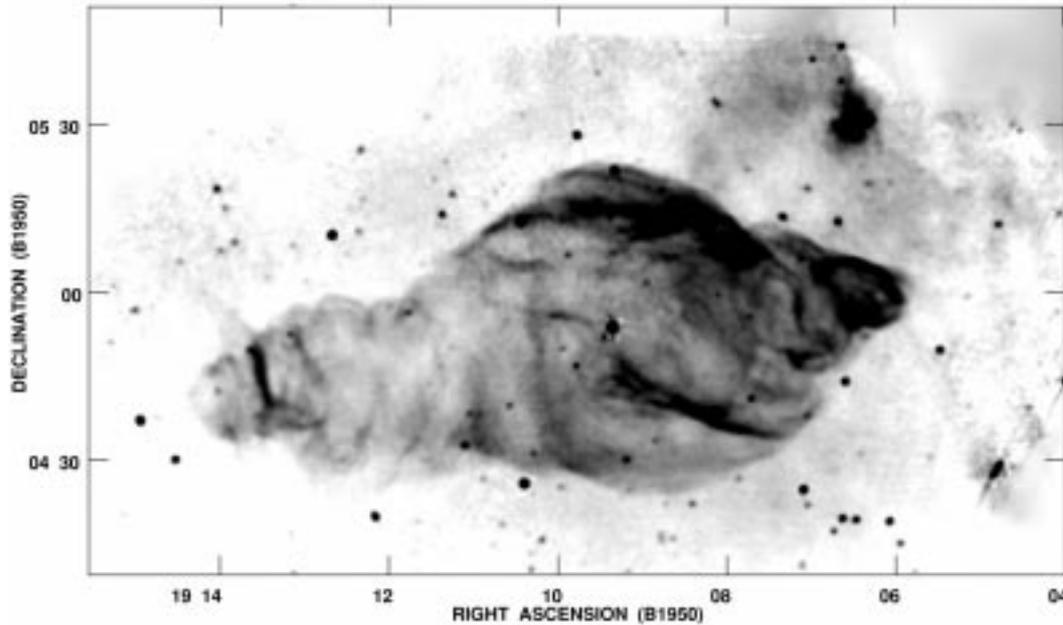


FIGURE 3.1 – IMAGE RADIO DE SS 433 W 50, DUBNER *et al.* (1998).

révèlent être variables sur de courtes périodes de temps. Il faut noter que le critère de sélection optique des restes de supernova par Matonick & Fesen (1997) était entièrement basé sur l'intensité relative des raies de basse ionisation $[SII]$ par rapport à la raie de recombinaison $H\alpha$. Un autre point très intéressant concerne la taille impressionnante de certains de ces SNR (Chapitre 4).

3.2 Observations optiques

La première étape de ce travail consiste à sélectionner un échantillon de sources X ultra-lumineuses appartenant à des galaxies proches (distantes de moins de $10 Mpc$) principalement à partir de la liste de Fourniol (1997) et en se basant également sur la compilation de positions HRI de Roberts & Warwick (2000). A l'époque des observations, aucune position de Chandra n'était disponible, il a donc fallu corriger méticuleusement les positions en superposant le catalogue HRI aux images de l'atlas du Digitized Sky Survey disponible grâce à Aladin (Bonfanel *et al.* 2000) à l'Observatoire de Strasbourg. Puisque la plupart des images X contiennent plusieurs sources qui peuvent être associées à des étoiles d'avant-plan ou à des noyaux actifs (NAG) d'arrière-plan, il a été possible d'améliorer les positions des sources jusqu'à une précision de $3''$ ou mieux.

Pour des raisons évidentes, les ULX situées dans des galaxies vues par la tranche ou dans des régions très absorbées n'ont pas été observées à quelques exceptions près. Ces sources nécessitent l'utilisation d'une instrumentation infrarouge, comme dans le cas de l'ULX dans M 82 dont l'observation infrarouge a révélé un jeune amas d'étoiles compact à la position de la plus lumineuse des ULX de cette galaxie *starburst* (Ebisuzaki *et al.* 2001).

Les observations optiques ont été menées durant plusieurs campagnes (voir Tableau 2.2, Chapitre 2, page 34) à l'ESO, au CFHT, et à l'OHP. Les possibilités de changement de mode rapide du *ESO Multi-Mode Instrument* (EMMI) et des instruments MOS et OSIS du CFHT permettant de passer directement de l'imagerie à la spectroscopie ont été d'une importance capitale. Il était ainsi possible d'obtenir l'information spectrale sur une source sélectionnée photométriquement dans une même nuit. Les filtres standards incluaient les bandes B, R et $H\alpha$, qui permettent d'obtenir des images couleurs et en bande d'émission, et les bandes U et V dans quelques cas.

Les paragraphes suivants ainsi que les deux prochains chapitres présentent les résultats obtenus grâce aux observations optiques de l'environnement des ULX dont certains sont également présentés dans Pakull & Mirioni (2002). Ces résultats sont classés selon cinq catégories :

- sources d'avant ou d'arrière-plan (Section 3.3) ;
- sources sans contrepartie observée (Section 3.4) ;
- sources avec contrepartie possible (Section 3.5) ;
- sources associées à des bulles de gaz ionisé (Chapitre 4) ;
- sources X qui ionisent le gaz environnant (Chapitre 5).

3.3 Sources X d'avant ou d'arrière-plan

Les luminosités X des différentes sources ont été mesurées en considérant que l'objet appartient à la galaxie «hôte». Il est bien évident que si la source en question est un objet d'avant-plan la luminosité X est surestimée. D'un autre côté, il se peut aussi que la source X soit un noyau actif et donc un objet d'arrière-plan, dans ce cas, la source n'a rien d'une ULX.

3.3.1 NGC 4258 X-24

Certaines des sources sélectionnées se sont révélées être des objets tout à fait «ordinaires» comme c'est par exemple le cas pour NGC 4258 X-24 (Vogler & Pietsch 1999). L'observation optique réalisée à l'OHP de la source X dans NGC 4258 a permis d'identifier cet objet comme étant un noyau actif de galaxie dont la position est $12^h 19^{\text{min}} 23.3^{\text{s}} +47^\circ 09' 41''$. Ce NAG, dont le spectre CARELEC (Figure 3.2) donne un décalage vers le rouge $z = 0,52$, est le troisième recensé dans la direction de NGC 4258 avec les deux quasars déjà connus QJ1219+473, $z = 0,654$ et QJ1218+472, $z = 0,398$ (Véron-Cetty & Véron 2001) qui sont situés de part et d'autre du noyau de la galaxie.

3.4 Sources X sans identification

Pour quelques ULX, les observations optiques ne montrent pas d'objets intéressants ou de gaz ionisé dans le voisinage de la source.

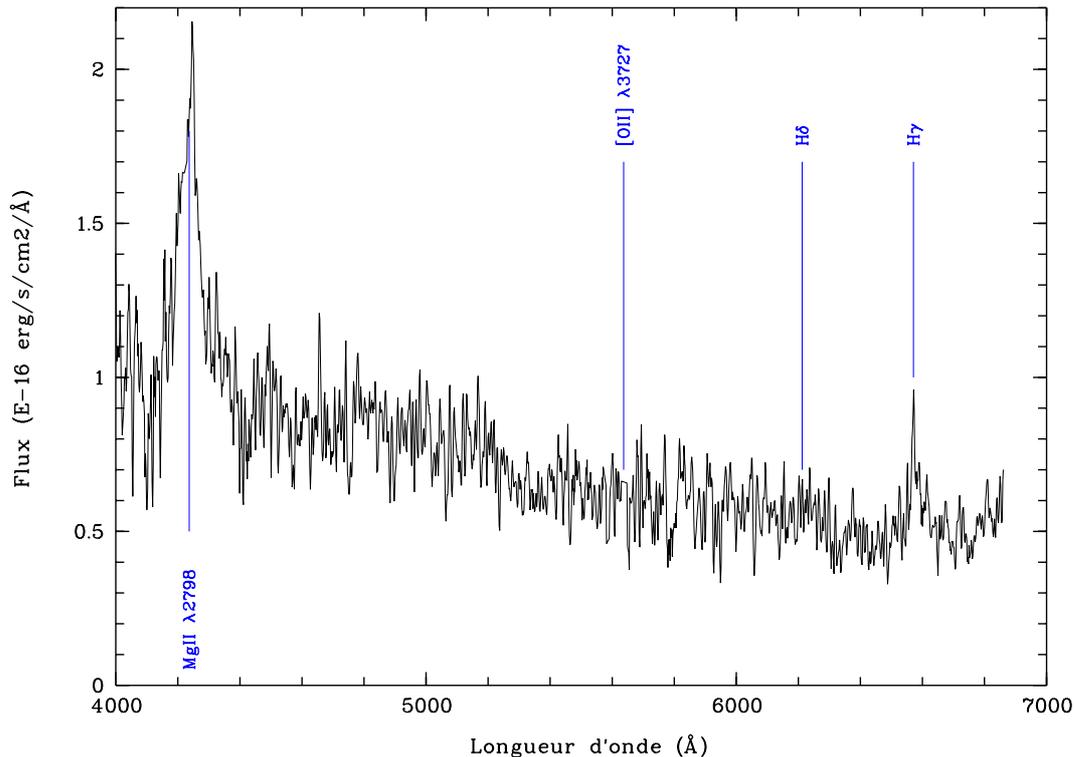


FIGURE 3.2 – SPECTRE CARELEC DU QUASAR DANS NGC 4258. L'identification des raies caractéristiques d'un quasar permet d'estimer son redshift.

3.4.1 NGC 1365 X-1

NGC 1365 est une galaxie spirale barrée considérée comme étant une Seyfert 1,5 par Véron *et al.* (1980) qui ont observé une large raie d'émission H_{α} . Autour du noyau actif, des rapports de raies correspondant à des régions HII indiquent la présence de régions de formation d'étoiles. La source NGC 1365 X-1 est une source X très lumineuse ($L_X = 4 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$) et très variable, d'un facteur 10 sur quelques mois (Komossa & Schulz 1998). Les observations optiques ne révèlent aucune émission H_{α} à la position de cette source mais seulement une concentration d'étoiles faiblement visible (Section A.5) à la position de la source X ($V \sim 22$, $M_V \sim -9,6$).

3.4.2 NGC 4559 X-10

NGC 4559 est une galaxie spirale proche ($d = 9,7 \text{ Mpc}$) dont les observations du PSPC de ROSAT révèlent dix-sept sources dont deux ULX dénommées X-7 et X-10 de luminosité X respective $6 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ et $7 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (Vogler *et al.* 1997).

X-10 a toujours été associée au noyau de la galaxie, néanmoins, notre analyse des observations du HRI de ROSAT et les récentes observations Chandra montrent qu'en réalité, la source est distante du noyau de plus de $8''$ soit 400 pc à la distance de NGC 4559. Les images optiques (Section A.14) montrent plusieurs régions HII dans le voisinage de la source X, mais aucune contrepartie évidente. L'environnement de la source est composé de nombreuses régions HII, et on observe une région de formation d'étoiles dans le centre de la galaxie, on voit également une

population plus ancienne. Il est impossible de dire si l'objet appartient à la population jeune ou à celle plus ancienne.

3.4.3 NGC 4861 X-1

NGC 4861 est une galaxie naine bleue possédant un énorme complexe de régions HII ($D \sim 1 \text{ kpc}$) au sud-ouest (Noeske *et al.* 2000). Les deux ULX de NGC 4861 X-1 et X-2 ($L_X \sim 6 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, Fourniol 1997) sont très proches l'une de l'autre et semblent faire partie d'une région HII géante.

X-1 n'est pas exactement dans une région HII mais son environnement est constellé de petites régions HII. L'émission est très faible dans la boîte d'erreur, et l'émission H_α est peut-être très légèrement plus forte à la position de la source X.

3.4.4 M 83 X-30

M 83 est une galaxie spirale barrée qui abrite un noyau actif. A part le noyau de M 83, X-30 est la source la plus lumineuse en X avec $L_X = 3,8 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (Immler *et al.* 1999). Il n'y a pas de région de formation d'étoiles dans l'environnement de cette source comme Immler *et al.* (1999) l'avaient remarqué. On peut voir un objet proche étendu ($D = 4''$ soit $D = 170 \text{ pc}$ à la distance de M 83, $d=8,9 \text{ Mpc}$) qui semble être un amas globulaire.

3.4.5 NGC 7714 X-2

NGC 7714 est une galaxie spirale Sb, considérée comme une galaxie *starburst* typique (Weedman *et al.* 1981) en interaction avec la galaxie NGC 7715. Gonzalez-Delgado *et al.* (1995) montrent à travers leur étude spectroscopique dans le domaine optique, que la galaxie toute entière est le siège d'une intense formation d'étoiles, et plus particulièrement au niveau de son noyau. X-1 est le noyau de la galaxie NGC 7714. Par contre X-2 ($L_X \sim 8 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, Papaderos & Fricke 1998) se trouve dans un bras de la galaxie, mais les observations ne permettent pas d'identifier de contrepartie.

3.5 Sources X et contrepartie optique possible

3.5.1 IC 2574 X-1

La morphologie du complexe géant de régions HII de la galaxie naine IC 2574 (appartenant au groupe de M 81) est similaire à celle observée pour NGC 4559 X-7. L'environnement de la source est composé de nombreuses régions HII à très haut taux de formation d'étoiles et sa population stellaire représente la population jeune typique d'un *starburst* récent. La forte

émission X a été associée à la région étendue de plasma chaud dans une coquille supergéante en expansion (Walter *et al.* 1998) et sa position coïncide avec un trou dans l'émission H α . Walter *et al.* (1998) estiment la luminosité X de IC 2574 X-1 à $L_X \sim 2 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Cependant, nos observations obtenues sur le ROSAT HRI ne mettent en évidence aucune extension de la source, et l'image Chandra confirme que l'émission est ponctuelle.

Par ailleurs, les observations optiques tendent à attribuer à la source X une contrepartie stellaire distante de cette région HII. En effet, on observe deux objets très bleus dans le cercle d'erreur (Section A.11), $B - R = -0,24$ et $-0,18$ respectivement.

3.5.2 NGC 4449 X-1

NGC 4449 est une galaxie naine irrégulière de type magellanique qui comporte des sites de formation d'étoiles liés à des associations OB, des régions HII géantes, des larges structures de filaments en H α , des SN et des SNR (Hunter 1984, Hunter & Gallagher 1990 et Hunter & Gallagher 1992). Vogler & Pietsch (1997) ont réalisé des observations X avec le HRI et le PSPC de ROSAT et donnent une luminosité $L_X = 3 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ pour la source X-1.

Les observations optiques montrent une source très brillante à la position Chandra de la source X (Section A.12) identifiée comme étant le jeune amas d'étoiles $n^{\circ}21$ que Gelatt *et al.* (2001) ont observé avec le télescope spatial Hubble ($D \sim 1''$ soit $D \sim 3 \text{ pc}$ et $V = 20,5$ soit $M_V = -7$).

3.5.3 NGC 4559 X-7

La description de la galaxie est présentée dans la Section 3.4.2, page 62.

X-7 est située dans un complexe de régions HII isolé dans la périphérie de la galaxie, mais sa position ne correspond à aucune des nébuleuses brillantes. On observe un objet bleu ($B \sim 21,9$ et $R \sim 21$) près de la position de la source X qui pourrait être la contrepartie recherchée (Section A.13).

3.5.4 NGC 4631 H7

NGC 4631 est une galaxie spirale proche ($d = 7,5 \text{ Mpc}$) visible par la tranche qui possède de nombreuses régions HII dans le plan (Crillon & Monnet 1969) et une région centrale poussièreuse qui émet fortement en infrarouge (Aaronson 1978). Ekers & Sancisi (1977) ont découvert un halo radio non-thermique étendu.

La source X semble appartenir à un complexe de régions HII assez vaste, et sa contrepartie optique pourrait être l'objet brillant ($V \sim 19$) proche de la position X (Section A.15), même si l'astrométrie de l'image optique n'est pas aussi précise qu'on pourrait le souhaiter, car il n'y a pas beaucoup d'étoiles référencées dans le catalogue USNO pour ce champ. Vogler & Pietsch (1996) positionnent la source H7 dans le complexe de régions HII CM37 et CM38 de Crillon & Monnet (1969), les images optiques obtenues au CFHT montrent que H7 se situe au nord de la région HII CM37.

3.5.5 NGC 4861 X-2

Dans le cercle d'erreur sur la position de X-2, on trouve une région HII très intense (Section A.16) et très grande ($D \sim 1 \text{ kpc}$) dans laquelle Dinerstein & Shields (1986) détectent la signature d'étoiles Wolf-Rayet dans le spectre optique. Motch *et al.* (1994) y détectent également la raie étroite $\text{HeII}\lambda 4686$. Dans le continu, on voit trois objets (Section A.16) qui ne sont pas des étoiles mais des super-amas d'étoiles ($M_B \sim -14$ à -13 et $M_R \sim -15$ à -14) qui pourraient résulter d'une fusion ou de l'interaction de plusieurs objets.

3.5.6 NGC 7793 P13

NGC 7793 est une galaxie spirale Sd appartenant au groupe de galaxies du Sculpteur. Son noyau est très mince et montre une structure spirale filamentaire qui se noie dans les très nombreuses régions HII.

La source X P13 ($L_X = 9 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, Read & Pietsch 1999) est située sur le bord sud de la galaxie. On observe une nébuleuse très faible au nord-ouest de la position X, à la limite du cercle d'erreur, et quelques objets stellaires très faibles (à la limite de l'instrumentation) autour de la position X.

3.5.7 M 101 S8

M 101 est une galaxie spirale très similaire à notre Galaxie. De plus, les faits qu'elle soit proche ($d = 7,2 \text{ Mpc}$), qu'elle se présente de face et que l'extinction Galactique soit très faible dans sa direction en fait un excellent laboratoire pour l'étude des propriétés des sources X. M 101 possède cinq régions HII géantes qui avec le noyau semblent être les objets dominants.

M 101 S8 observée par Williams & Chu (1995) est la source individuelle la plus brillante en X du groupe de galaxies M 101 après NGC 5204 X-1 avec $L_X = 2 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (Wang *et al.* 1999). Cette source est proche de la région HII Searle 12 (Searle 1971). Néanmoins, on ne trouve dans le cercle d'erreur que des objets faibles visibles dans le continu dont l'un pourrait être la contrepartie recherchée (Section A.21).

La nature de ces objets reste un parfait mystère. S'agit-il de binaires X dont la contrepartie optique est trop faible pour être détectée, ou plus simplement d'objets d'arrière-plan (quasars, amas de galaxies) qui ne sont pas assez visibles en optique ?

Chapitre 4

Sources X Ultralumineuses et nébuleuses ionisées

Sommaire

4.1	Observations de nébuleuses et bulles de gaz ionisé	67
4.2	Restes de supernova et vents	75

La découverte de nébuleuses ionisées dans l'environnement de nombreuses ULX fut une surprise. Ce chapitre présente ces nébuleuses et donne des informations sur les contreparties optiques possibles.

4.1 Observations de nébuleuses et bulles de gaz ionisé

4.1.1 NGC 55 X-7

NGC 55 est une galaxie spirale barrée qui appartient au groupe du Sculpteur qui est vue par la tranche.

Schlegel *et al.* (1997) ont observé plusieurs sources X dans NGC 55 avec le PSPC de ROSAT, dont la source très lumineuse X-7 ($L_X \sim 2 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$).

On trouve deux objets dans le cercle d'erreur, dont celui qui est situé le plus au sud est le plus bleu (Section A.1). L'un de ces deux objets pourrait être la contrepartie recherchée.

Ce qui est plus intéressant, est sûrement la découverte d'une nébuleuse ionisée au sud de la position Chandra, d'un diamètre $D \sim 5''$ soit $D \sim 40 \text{ pc}$ à la distance de NGC 55 ($d = 1,6 \text{ Mpc}$).

4.1.2 NGC 5408 X-1

NGC 5408 est une galaxie naine irrégulière considérée comme une région HII extragalactique qui semble connaître un violent sursaut de formation d'étoiles (Bohuski *et al.* 1972). NGC 5408 est une des premières galaxies naines à avoir été observée avec Einstein. Le fait que cette galaxie soit très brillante en rayons X et qu'elle soit de faible métallicité a fait penser que si toutes les galaxies de ce type sont brillantes en X, elles doivent fortement contribuer au fond X (Griffiths & Padovani 1990).

La source X NGC 5408 X-1 très lumineuse ($L_X \sim 2 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$) a toujours été considérée comme étant une superbulle (Fabian & Ward 1993, Fourniol 1997) mais l'observation Chandra montre que la source est ponctuelle. Cependant, les observations H_α révèlent une région HII à la position X, d'un diamètre de $3''$ soit 120 pc à la distance de NGC 5408 ($d = 8 \text{ Mpc}$) dont la luminosité $L_{H_\alpha} = 6 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

Par ailleurs, NGC 5408 X-1 est la seule source pour laquelle l'observation par XMM-Newton a été délivrée suffisamment tôt pour avoir pu être réduite. Le spectre X est très bien ajusté par un modèle combinant un disque corps noir et une loi de puissance. L'ajustement donne une température du disque $kT_{in} = 0,19 \pm 0,1 \text{ keV}$ ce qui correspond à un rayon intérieur $R_{in} \sqrt{\cos i} = 11\,000 \pm 3\,000 \text{ km}$ (i est l'inclinaison du disque par rapport à l'observateur) et un index de photon $\Gamma = 2,4$, ce qui est très proche des valeurs obtenues par Colbert & Mushotzky (1999) soit $kT_{in} = 0,13 \text{ keV}$ et $\Gamma = 2,45$.

Comme on peut le voir, la température kT_{in} est très basse. Si on se réfère au diagramme $kT_{in} - L_X$ de Watarai *et al.* (2001), le domaine auquel appartient NGC 5408 X-1 n'est même pas représenté. En effet, une température $kT_{in} = 0,19 \text{ keV}$ et une luminosité $L_X \sim 2 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ correspondrait à un objet de plusieurs centaines de masses solaires avec un taux d'accrétion extrêmement faible.

Cette situation est très similaire à celle observée par Chandra pour l'ULX P098 dans la galaxie M 101, pour laquelle Mukai *et al.* (2002) trouvent une température de disque corps noir $kT_{in} \sim 0,18 \text{ keV}$ et un rayon interne du disque $R_{in} \sim 4\,400 \text{ km}$. La faible température et la grande luminosité de ces sources sont toutes deux compatibles avec l'hypothèse d'un trou noir de masse intermédiaire qui accrète à des taux inférieurs à la limite d'Eddington. Par ailleurs, Mukai *et al.* (2002) observent de grands changements dans le rayon du disque d'accrétion alors que la luminosité varie peu. Ils comparent cette situation à celle de l'évolution des novæ classiques dans la phase de luminosité bolométrique constante et à la variabilité X des sources *super-soft*. L'énergie nucléaire conduit une forte éjection de matière, ce vent est optiquement épais, ce qui fait que le spectre observé est déterminé par le rayon de dernière diffusion. Quand le taux de perte de masse est plus grand, le rayon photosphérique effectif est grand, et par conséquent la température observée basse. Quand le taux de perte de masse est plus faible, la photosphère est plus petite, et on voit donc une température plus élevée.

4.1.3 M 81 X-6

M 81 est une galaxie spirale proche dont le noyau est proéminent et qui possède des bras spiraux très bien définis. M 81 abrite un noyau Seyfert peu lumineux dont l'émission X a été décrite par

Elvis & van Speybroeck (1982). Fabbiano (1988) rapporte également la présence de plusieurs autres sources individuelles observées par Einstein, dont X-6 qui est située au sud de la galaxie, dans un des bras spiraux. M 81 X-6 a également été observée avec le PSPC et le HRI de ROSAT - Immler & Wang (2001). La position de cette source très lumineuse ($L_X = 1,5 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$) a récemment été affinée par les observations Chandra de Swartz *et al.* (2002).

Matonick & Fesen (1997) recensent deux nébuleuses H_α autour de la position de la position X qui dénomment 22 et 23. Ils assimilent ces nébuleuses à des restes de supernova d'après le rapport $[SII]/H_\alpha$ élevé (0,85 et 1,21 respectivement). L'image de l'environnement de la source (Figure 4.1) indique que ces deux nébuleuses font partie d'une même bulle de grande dimension

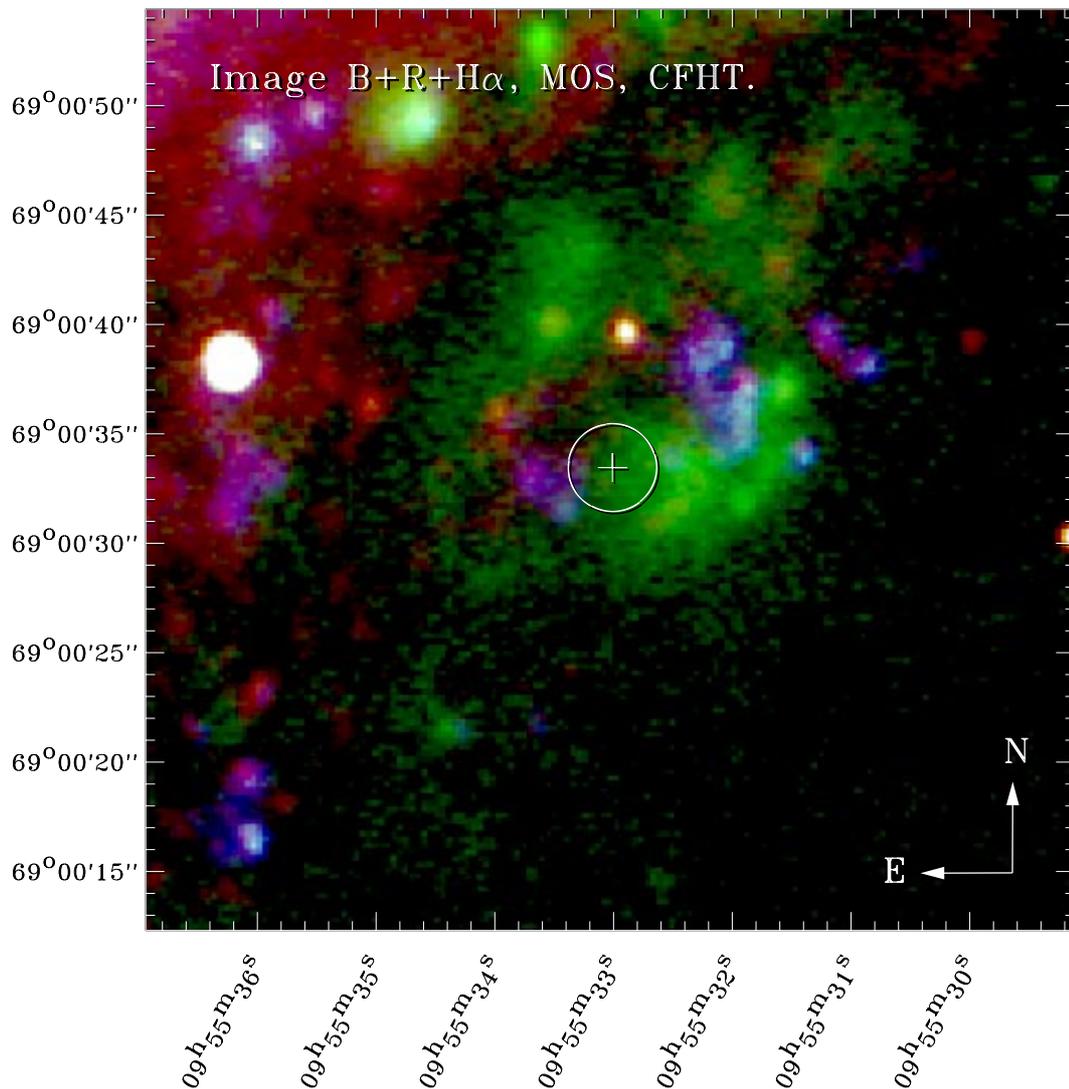


FIGURE 4.1 – M 81 X-6

($\sim 260 \times 350 \text{ pc}$) dont la luminosité $L_{H_\alpha} = 1,6 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

4.1.4 IC 342 X-1

Cette galaxie spirale très rouge ($E(B - V) \sim 0,4$), située à une distance $d = 4,5 \text{ Mpc}$, possède deux sources X ultra-lumineuses (ULX) qui, selon Kubota *et al.* (2001), montrent des transitions spectrales X mou/dur caractéristiques de candidats trous noirs.

Les positions de ces sources proviennent des observations ROSAT HRI de Bregman *et al.* (1993). La figure 4.2 montre une nébuleuse en forme de «dent» relativement isolée («*The Tooth*

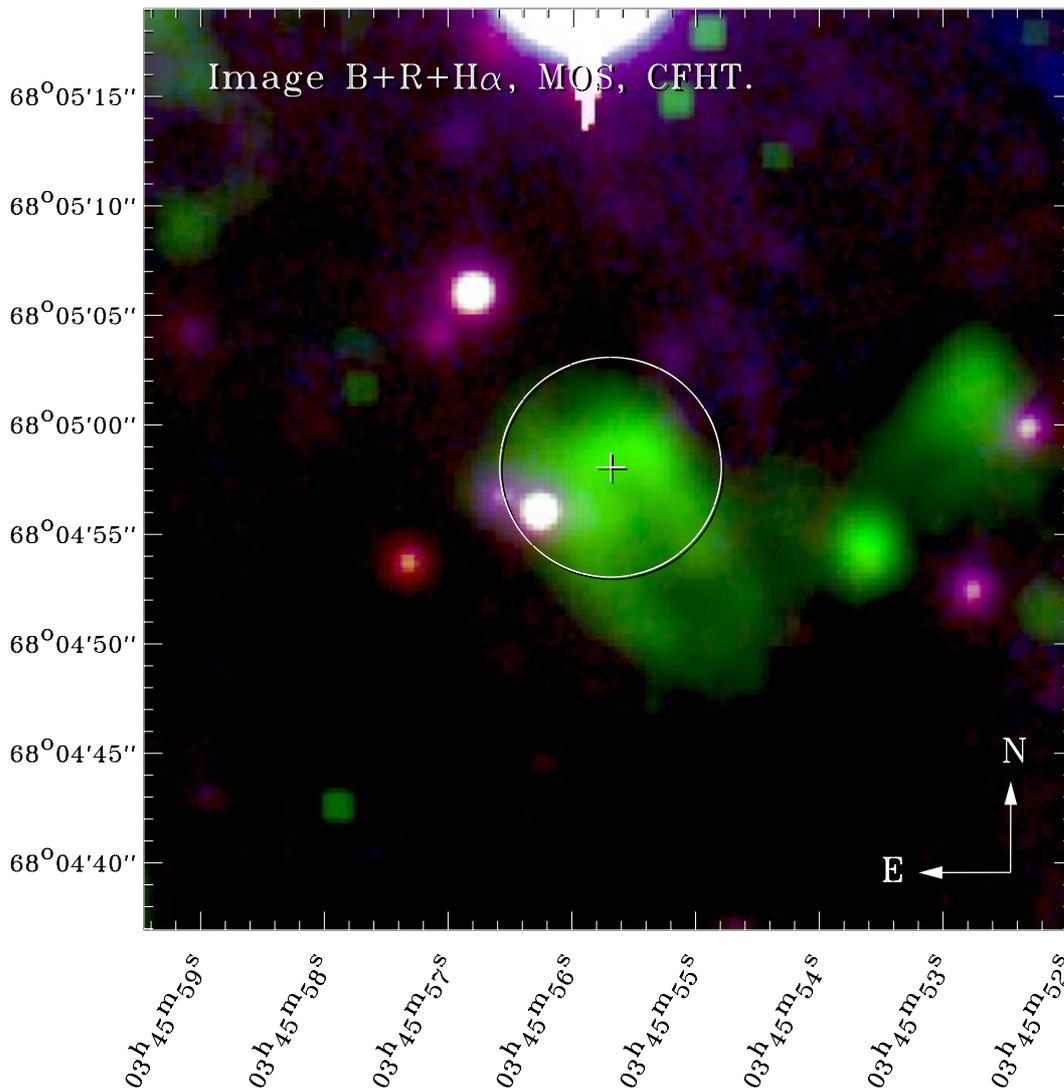


FIGURE 4.2 – IC342 X-1. Le cercle d'erreur inclue la partie la plus lumineuse de la nébuleuse qui montre des raies de basse excitation très fortes.

Nebula», Pakull & Mirioni 2002), à la position de IC 342 X-1 ($L_X = 0,6 - 1,9 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$). Les dimensions de la nébuleuse sont de $\sim 230 \times 420 \text{ pc}$, et notre spectre montre des rapports d'intensité de raies comparables à ceux d'un SNR : $[\text{SII}]/\text{H}\alpha=1,2$ et $[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha=0,4$. On peut voir deux étoiles proches de la position X ($B = 20,4$ et $20,2$) et peut-être une troisième un peu plus à l'ouest.

4.1.5 Holmberg IX X-1

Holmberg IX est un compagnon nain de la grande galaxie spirale M 81, ce qui explique que la source X Holmberg IX X-1 soit aussi connue sous le nom de M 81 X-9.

A la position de cette source, Miller (1995) a remarqué la présence la nébuleuse MH 9/10 (Miller & Hodge 1994) en forme de coquille ($L_{H\alpha} = 8 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$), et a suggéré une nature de SNR (multiple), bien que sa dimension ($250 \times 360 \text{ pc}$) soit plutôt grande. Cependant, en analysant les données X d'archive depuis une vingtaine d'années La Parola *et al.* (2001) ont pu montrer que l'émission X varie grandement avec des changements spectraux correspondant à des candidats trous noirs.

La figure 4.3 montre que la nébuleuse ionisée présente une morphologie qui ressemble de façon

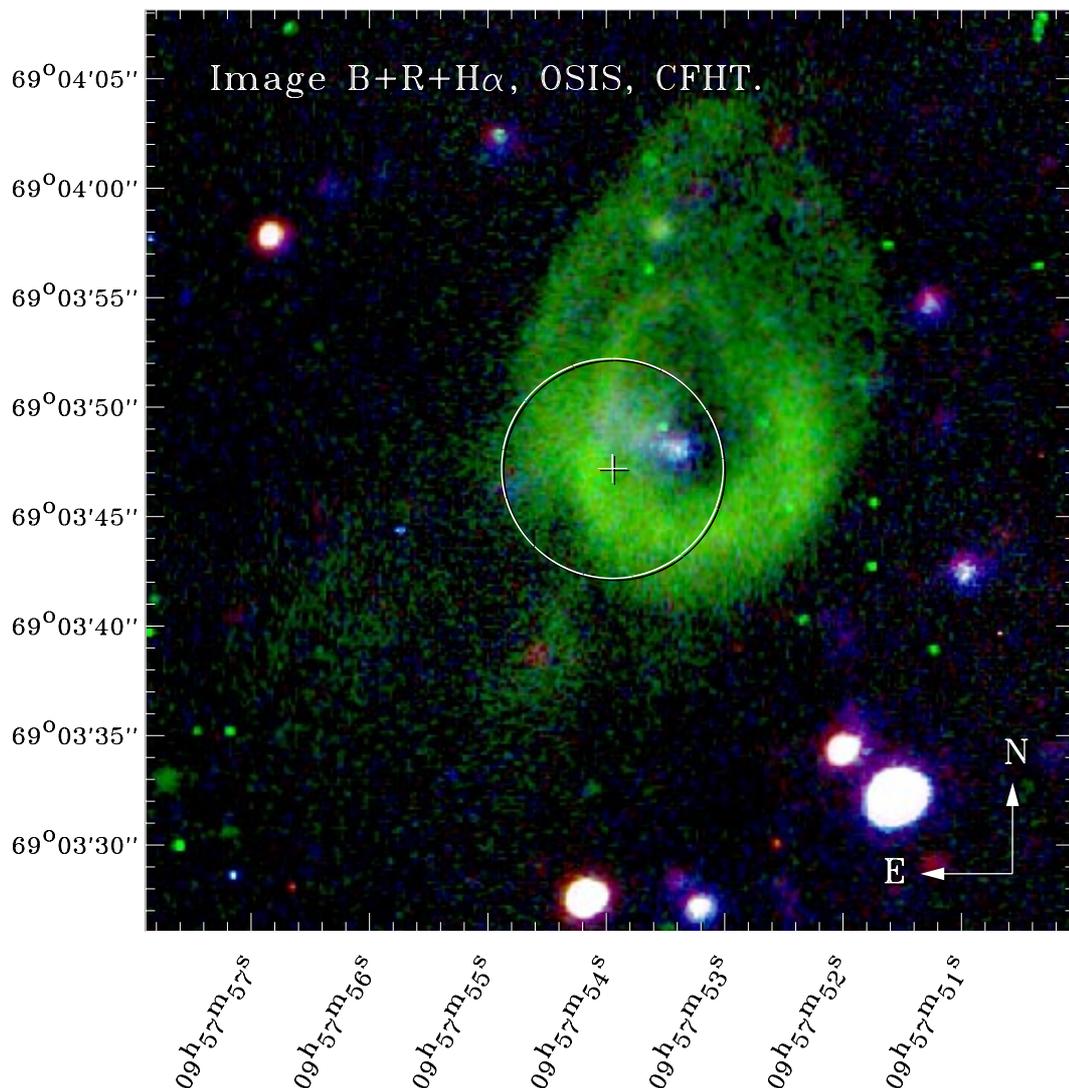


FIGURE 4.3 – HOLMBERG IX X-1. La nébuleuse LH 9/10 englobe M 81 X-9 dans la galaxie naine compagnon Holmberg IX. Le cercle d'erreur HRI inclut un petit groupe d'objets stellaires faibles qui pourraient être associés à la source X variable.

frappante aux images radio de SNR en forme de barrique bilatérale (Gaensler 1998). On dis-

tingue en effet deux lobes (l'un derrière l'autre et peut-être un troisième beaucoup plus faible au sud-est) qui font penser à W50 autour de SS433. L'objet le plus brillant dans le petit groupe d'étoiles bleues remarqué par Miller (1995) a une magnitude $B \sim 22,7$ et pourrait être une étoile de la séquence principale de type précoce. Néanmoins, la forme de cet objet dans le continu (Figure 4.4) fait plutôt penser à un objet étendu (groupe d'étoiles ou partie de la nébuleuse H_α ?)

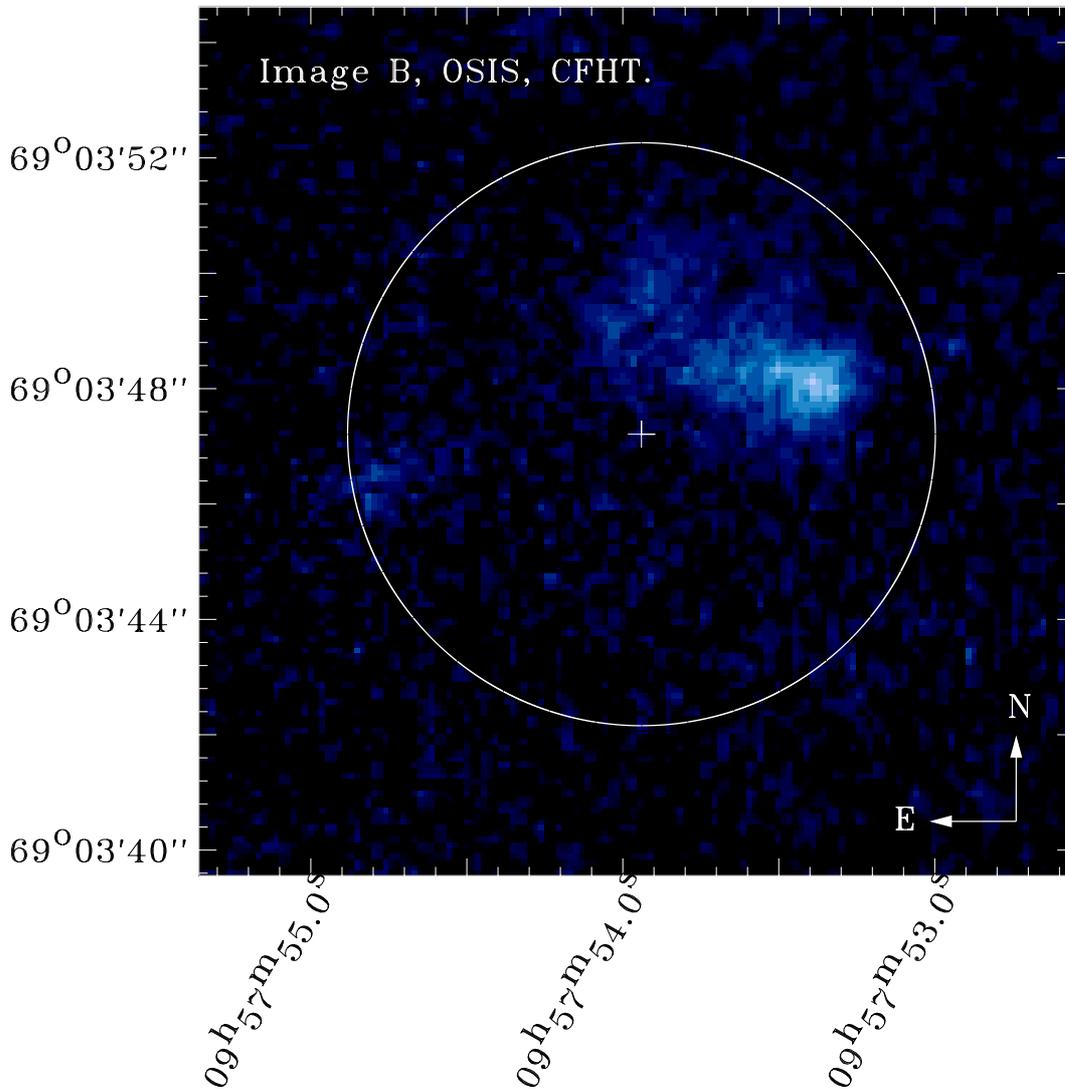


FIGURE 4.4 – HOLMBERG IX X-1. Cette image B montre clairement que l'objet visible dans le continu semble s'étendre dans la direction de l'est.

qui ressemble à ce qu'on observe pour NGC 1313 X-2 (voir Section 4.1.7).

Le spectre optique montre des rapports de raies typiques d'une ionisation due à des chocs ($[SII]/H_\alpha=0,7$ et $[OI]\lambda 6300/H_\alpha=0,22$) et un décrétement de Balmer H_α/H_β classique - et non la curieuse valeur $\sim 1,6$ de Miller (1995). D'autre part, le rapport $[OIII]\lambda 5007/H_\beta$ est différent pour les deux hémisphères est et ouest de la nébuleuse, respectivement 2,0 et 3,1.

4.1.6 NGC 5204 X-1

Roberts *et al.* (2001) ont récemment décrit leurs observations optiques et Chandra de l'ULX dans la galaxie magellanique NGC 5204. Ils proposent comme contrepartie optique un objet stellaire relativement brillant ($V=19,7$), mais sur la base d'une image HST, les mêmes auteurs (Goad *et al.* 2002) trouvent désormais plusieurs objets stellaires plus faibles qui pourraient également être associés à la source X. Notre image multi-couleurs de la figure 4.5 révèle que

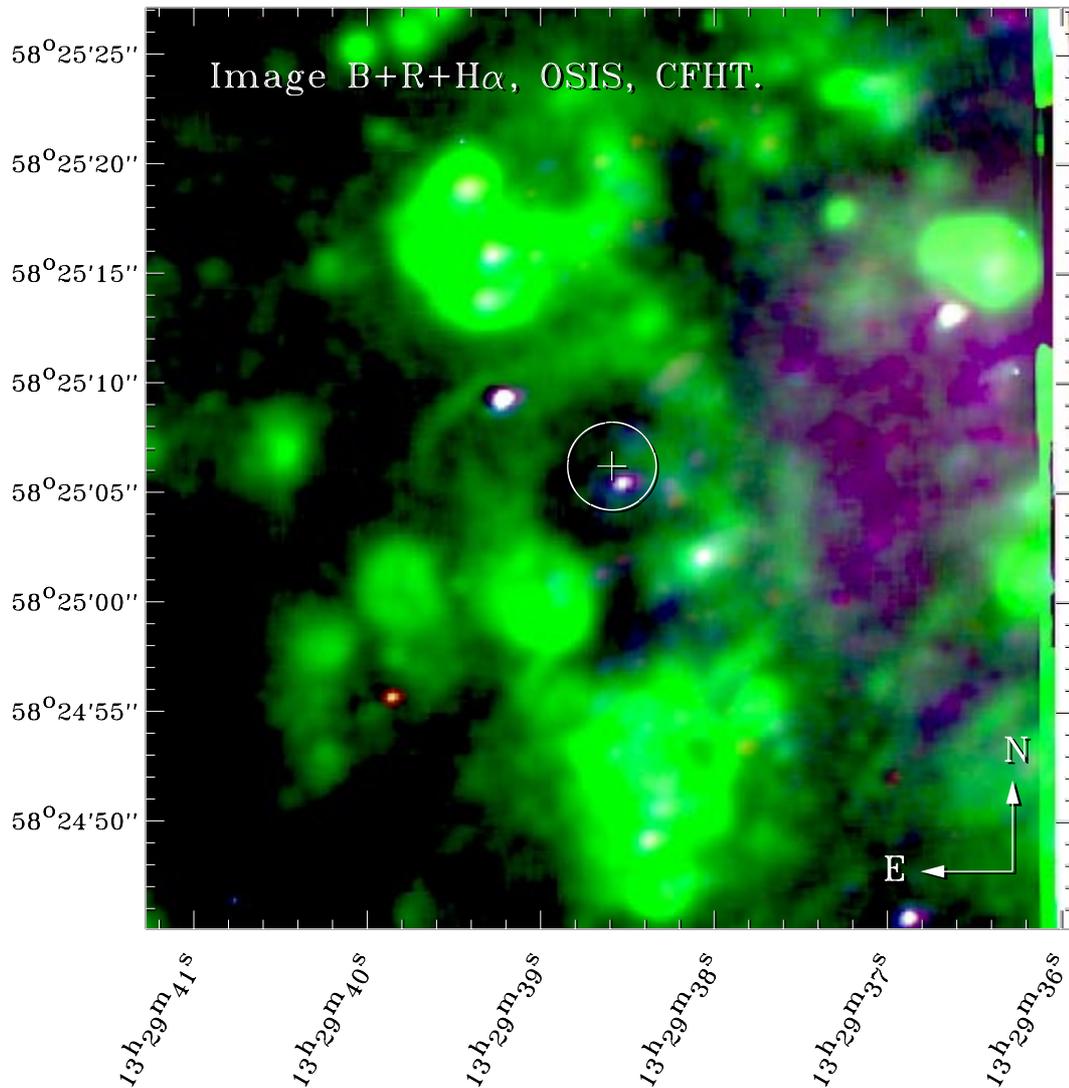


FIGURE 4.5 – NGC 5204 X-1. La région qui entoure l'ULX dans NGC 5204 contient beaucoup de régions HII (dont l'une d'elles est le noyau de la galaxie) et une structure remarquablement circulaire centrée sur la source X. La position obtenue d'après les données du HRI de ROSAT correspond tout à fait à la position plus précise fournie par Chandra.

l'étoile de magnitude $B=22,2$ située sur le bord est du cercle d'erreur est très bleue et pourrait donc être considérée comme le candidat le plus probable ce qui a été confirmé par Goad *et al.* (2002).

Ce qui est peut-être le plus intéressant, est la découverte d'une bulle émettrice de $H\alpha$ d'un

diamètre d'environ $300 pc$. L'anneau est beaucoup plus large que la cavité ($D \sim 140 pc$) dans le gaz ionisé remarquée par Roberts *et al.* (2001). Il faut noter que le champ de vue de leur spectrographe est légèrement plus petit que le diamètre de la bulle. Généralement, on observe beaucoup de régions HII dans cette galaxie qui connaît un fort taux de formation d'étoiles.

4.1.7 NGC 1313 X-2

NGC 1313 est une galaxie spirale barrée de type tardif SBd dont les bras spiraux contiennent un très grand nombre de régions HII (Marcelin & Gondoin 1983). Depuis les premières obser-

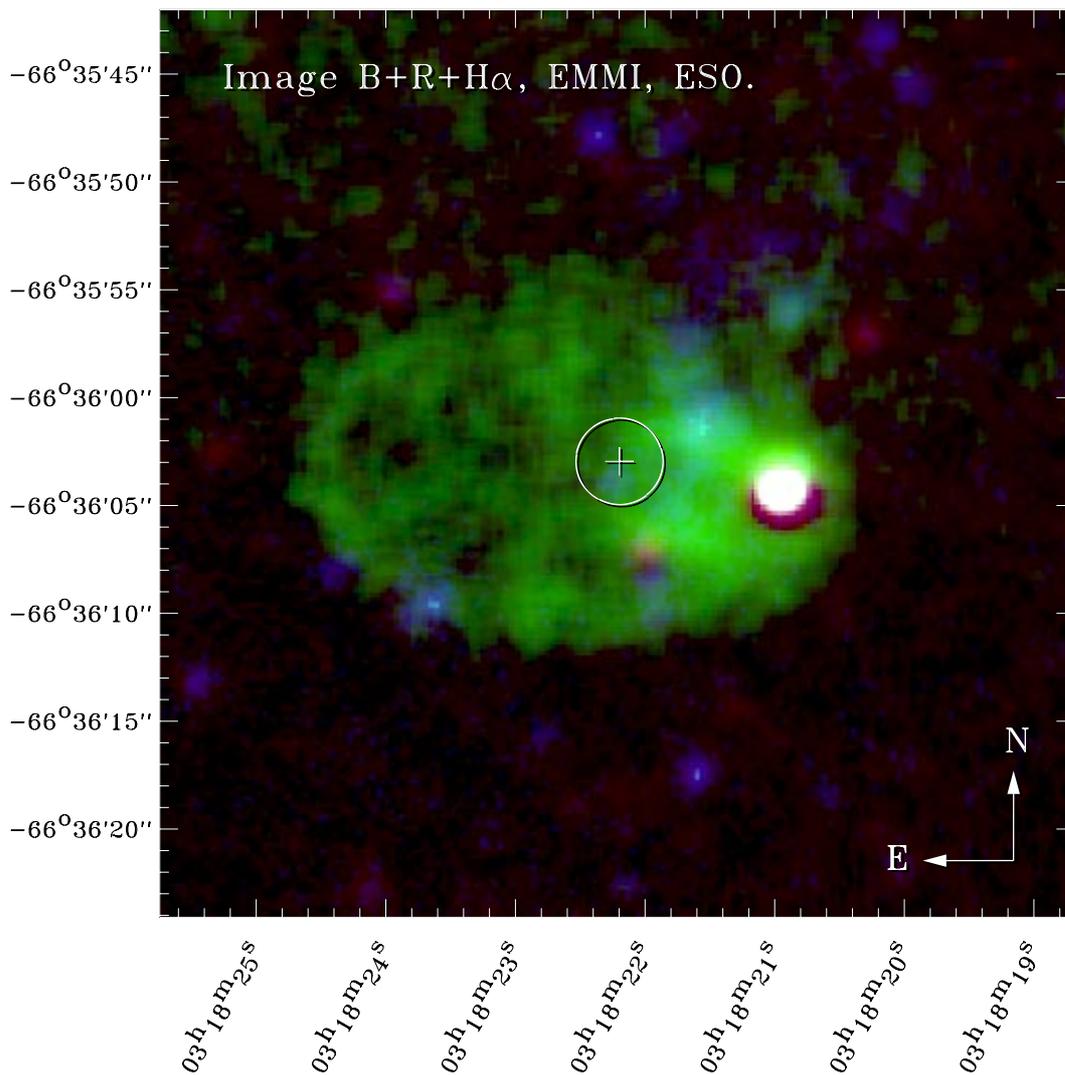


FIGURE 4.6 – NGC 1313 X-2

vations Einstein de NGC 1313 et d'autres galaxies proches (Fabbiano & Trinchieri 1987), cette galaxie spirale proche ($d=4,5 Mpc$) a attiré l'attention de nombreux observateurs en rayons X. Cette galaxie possède trois ULX (Colbert *et al.* 1995, Colbert & Mushotzky 1999 et Schlegel *et al.* 2000), l'une d'elle (X-3) est la supernova récente SN 1978K. La source la plus brillante

(X-1) est proche, mais néanmoins clairement distincte du noyau optique, et finalement la source X-2 distante de 9 kpc du noyau et loin de toute région de formation d'étoiles récente. Pour une raison quelconque, cette source X a été autrefois considérée comme un des candidats prometteurs d'étoile à neutrons isolée de notre Galaxie (Stocke *et al.* 1995).

NGC 1313 X-2 ($L_X = 1,7 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, Colbert & Mushotzky 1999) pose une empreinte optique claire d'une activité ULX sur le milieu interstellaire de cette galaxie. La figure 4.6 montre l'image H_{α} , B et R obtenue au NTT sur laquelle on voit une bulle nébulaire de très grand diamètre ($570 \times 400 \text{ pc}$) dont la luminosité $L_{H_{\alpha}} \sim 3 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. La vitesse radiale mesurée pour cette nébuleuse est $\sim 375 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ et Ryder *et al.* (1995) mesurent une vitesse radiale à 21 cm de $385 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ dans cette région de la galaxie, ce qui confirme que cet objet est réellement situé dans NGC 1313¹.

Le spectre de la région ouest montre de relativement fortes raies [OI] et [SII] ([OI] λ 6300/ H_{α} =0,19 et [SII] λ 6717,6735/ H_{α} =0,65) qui ont une intensité comparable à celle d'un SNR, comme dans les cas de IC 342 X-1, Holmberg IX X-1 et M 81 X-6. La largeur à mi-hauteur des raies est de 80 km s^{-1} ce qui indique que l'expansion de la bulle se fait à peu près à la même vitesse.

En ce qui concerne la population stellaire des environs de la source, on peut noter la présence d'une étoile bleue ou d'un groupe de quelques étoiles non-résolues à la position Chandra qui pourraient vraisemblablement être la contrepartie optique.

4.2 Restes de supernova et vents

La découverte de nébuleuses autour d'un nombre significatif d'ULX fournit indubitablement des indices quant aux processus de leur formation et quant à l'histoire de leur perte de masse qui est due soit à des événements explosifs, soit à des vents stellaires ou encore à des jets.

L'ULX NGC 1313 X-2 servira d'exemple pour ce qu'on peut déduire des observations optiques.

4.2.1 Reste de supernova ?

En considérant que la nébuleuse de 400 pc de diamètre est le reste d'un événement du type supernova qui a créé l'étoile compacte, nous pouvons utiliser les relations bien connues de l'évolution des SNR. La grande extension spatiale suggère que le SNR doit être dans la phase dominée par la pression, phase dite *pressure driven snowplough*, où l'évolution des chocs est décrite par les équations 1.16 et 1.17 de la page 15, et l'énergie est donnée par l'équation 1.18. La densité du milieu interstellaire autour de la bulle peut être estimée en utilisant les relations d'échelle de Dopita & Sutherland (1995) du flux radiatif total $H\beta$ (incluant le précurseur) émis par les chocs interstellaires de vitesse $100 v_{100} \text{ km s}^{-1}$

$$F_{\beta} = 1,7 \cdot 10^{-5} v_{100}^{2,35} n \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.1)$$

En y injectant les valeurs observées pour la nébuleuse de NGC 1313 X-2 ($R = 200 \text{ pc}$, $v = 80 \text{ km s}^{-1}$, $L_{\beta} \sim 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) on arrive à un âge de $\sim 0,8 \cdot 10^6 \text{ ans}$, une densité de $\sim 0,2 \text{ cm}^{-3}$ et

¹La vitesse mesurée par rapport au centre de notre Galaxie est de $210 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ ce qui exclut le fait qu'il s'agisse d'un objet d'avant-plan.

une énergie d'explosion impressionnante de $\sim 7 \cdot 10^{52} \text{ erg}$ qui représente ~ 70 fois l'énergie d'une supernova classique (Chapitre 1, Section 1.4, page 13).

4.2.2 Superbulle, jets ?

Alternativement, on peut imaginer que les bulles sont gonflées par des vents stellaires ou des jets, comme ce qui est observé pour SS 433 (voir Chapitre 3, Section 3.1, page 59). Bien que dans ce cas, les facteurs et exposants changent dans les équations 1.16, 1.17 et 1.18, l'énergie totale nécessaire et le temps de vie du système sont à peu près les mêmes.

D'après les équations 1.6, 1.7 et 1.8 de la page 12 qui décrivent l'évolution d'une superbulle avec une injection d'énergie à taux constant, on obtient une luminosité ($= 0,5 \dot{M} v_{\text{vent/jet}}^2$) du vent/jet de $\sim 1,5 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ qui ne pourrait être générée que par un débit relativiste, comme dans le cas du système SS433. En effet, si on suppose que le débit des jets est au maximum de $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, la vitesse serait au minimum de $\sim 70000 \text{ km s}^{-1}$. L'âge du système serait de $\sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ ans}$

Si on observe attentivement, l'image U de NGC 1313 X-2 (page A-10) on remarque deux points lumineux et diffus de part et d'autre de la position de la source X (un au sud-est et l'autre au nord-ouest plus proche de la source X), qui correspondent à des parties de la nébuleuse qui émettent fortement $[\text{OII}]\lambda\lambda 3726,3729$. Si on examine le spectre de la région nord-ouest, on constate que le rapport $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ y est particulièrement élevé par rapport à la partie de la nébuleuse située plus au sud, $[\text{OIII}]5007/\text{H}\beta = 1,3$ contre 0,6. Dopita *et al.* (1984) rapportent en effet que le rapport $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ augmentent brusquement pour une vitesse de choc $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$ (ce qui correspond exactement à la vitesse mesurée) puis se stabilise à ~ 3 pour des vitesses plus grandes. Le rapport $[\text{OII}]\lambda\lambda 3726,3729$ augmente également dans ce régime de vitesses de choc, ce qu'on peut constater sur l'image U où l'émission de ces raies domine l'émission de la nébuleuse à la position de ces points. De la même façon l'émission de la nébuleuse y est dominée par $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4959,5007$ dans l'image V. On peut donc en déduire que ces régions pourraient correspondre à la partie des jets qui rencontre la surface de la bulle (Figure 4.7).

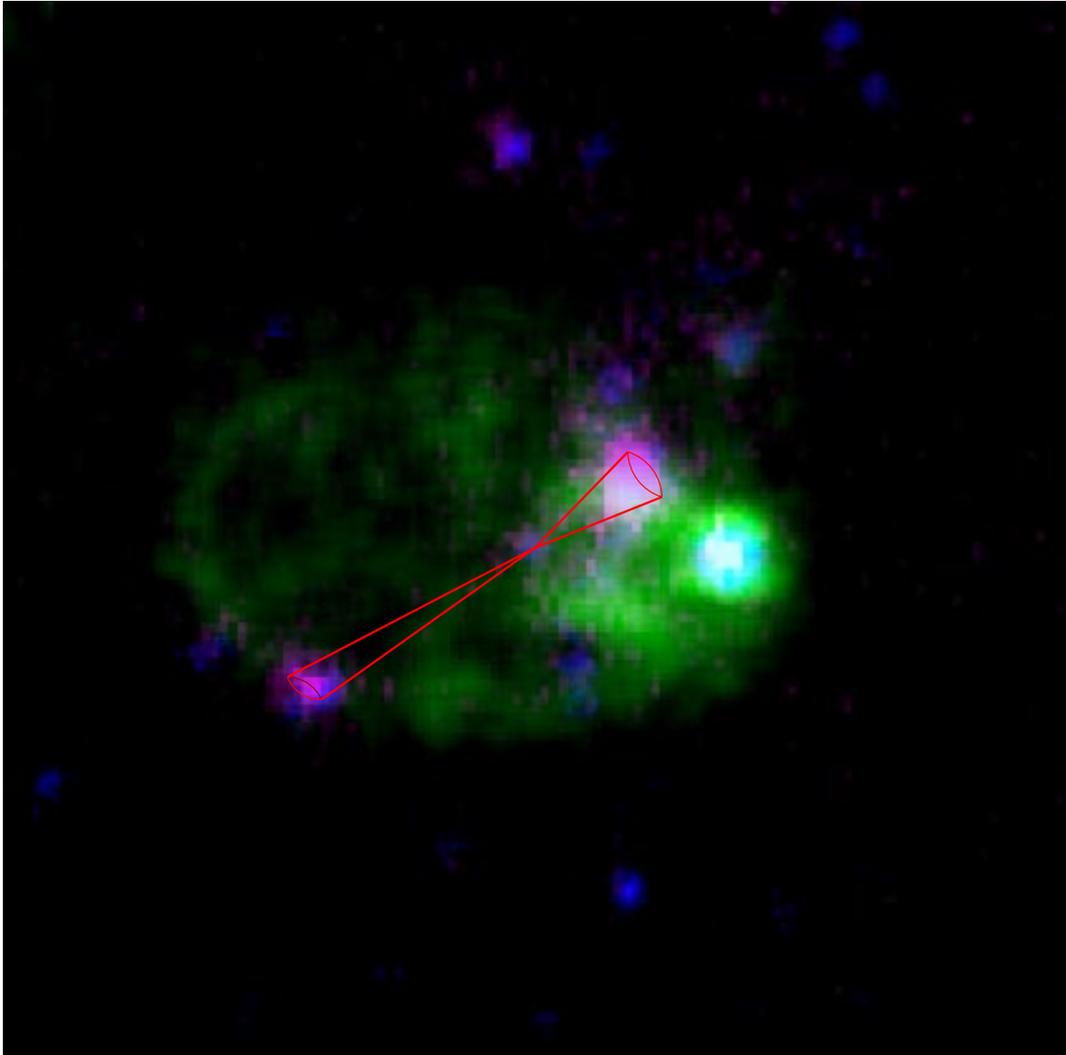


FIGURE 4.7 – IMAGE COMPOSITE DE NGC 1313 X-2 EN B, U ET H_{α} . Le continu B est représenté en bleu, l'émission dans la bande U en rouge et l'émission H_{α} en vert. On constate que dans les régions lumineuses en U, l'émission de la nébuleuse est dominée par $[OII]\lambda\lambda 3726,3729$, ce qui pourrait tout à fait correspondre à une configuration de jets (en rouge) émanant de l'objet.

Chapitre 5

Nébuleuses photoionisées par l'émission X

Sommaire

5.1	Le premier cas déjà connu : LMC X-1	79
5.2	NGC 1313 X-1	79
5.3	Holmberg II X-1 : une nébuleuse ionisée par l'émission X	83

5.1 Le premier cas déjà connu : LMC X-1

Jusqu'à très récemment, la seule nébuleuse photoionisée par l'émission X (*X-ray Ionised Nebula*, XIN) clairement établie (Pakull & Angebault 1986) est la nébuleuse N159F du Grand Nuage de Magellan, dans laquelle se trouve le candidat trou noir LMC X-1 (Figure 5.1).

Pour cet objet, les auteurs ont détecté, il y a plus de quinze ans, une région étendue émettant la raie étroite de recombinaison $HeII\lambda 4686$ qui est exactement centrée sur l'étoile O contrepartie présumée (Figure 5.2). Puisqu'à l'exception des étoiles Wolf-Rayet qui ont des vents faibles (Pakull 1991), aucune étoile massive n'émet une quantité significative de photons ionisant He^+ ($h\nu > 54 eV$), cette raie de haute excitation doit être produite par la photionisation X. Nous verrons plus loin (Section 5.3.4, page 86), que la luminosité de la raie $HeII\lambda 4686$ permet d'estimer la luminosité X de la source ionisante.

5.2 NGC 1313 X-1

NGC 1313 X-1 est la source la plus brillante de cette galaxie avec $L_X = 3 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (Colbert & Mushotzky 1999). X-1 est proche, mais néanmoins clairement distincte du noyau optique. La figure 5.3 montre une nébuleuse en H_α à proximité de NGC 1313 X-1 qui a un diamètre de

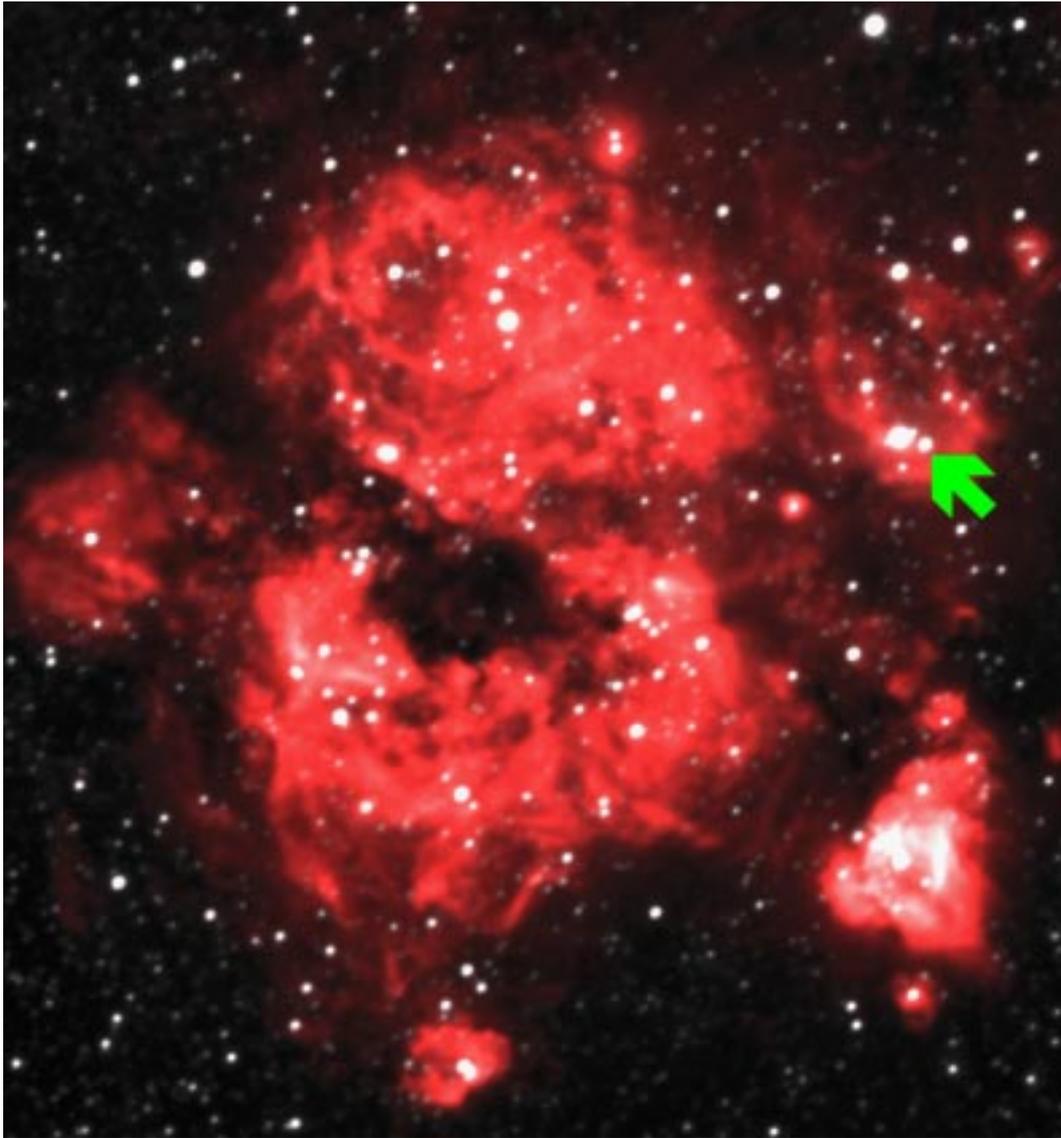


FIGURE 5.1 – LE CANDIDAT TROU NOIR LMC X-1 ET LA NÉBULEUSE N159F PHOTOIONISÉE PAR L'ÉMISSION X. L'émission H_{α} est montrée en rouge. L'étoile O7 de la séquence principale, contrepartie optique ($V \sim 14,6$) est l'étoile la plus faible de la paire indiquée par la flèche. La source X est enrobée par la région H II N159F de $9 \times 13 pc$ qui fait partie du complexe N159 dans le Grand Nuage de Magellan.

$\sim 480 pc$ entourée d'un anneau de diamètre $\sim 1400 pc$ et deux plus petites au sud de la position du ROSAT HRI ($D \sim 150 pc$).

La fente du spectrographe n'a pas été, placée directement sur la position X, mais au sud de celle-ci, à l'emplacement des deux nébuleuses (Figure 5.4). Il n'y a pas de contrepartie évidente mais le spectre longue-fente nous révèle que cette région possède un fort rapport $[OI]\lambda 6300/H_{\alpha}$ ($> 0,1$) indiquant la présence de gaz chaud ($T_e = 10^4 K$) faiblement ionisé. Ceci est révélateur d'une situation où la photoionisation par les rayons X est importante.

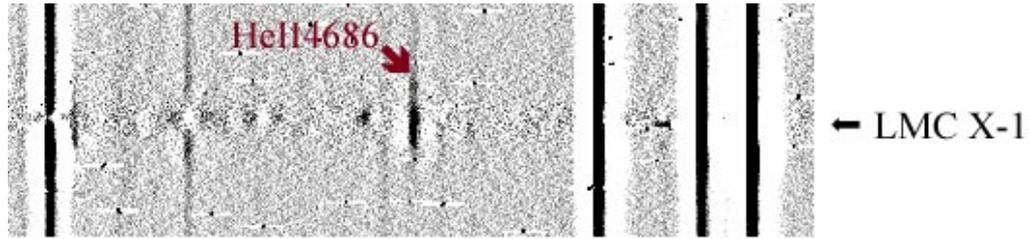


FIGURE 5.2 – SPECTRE DE LMC X-1 Cette image est une partie d'un spectre longue-fente centré sur la contrepartie optique. Ce spectre a été filtré dans la direction spatiale (pour supprimer le continu de l'étoile) de manière à montrer la présence de l'émission clairement étendue de la raie étroite de recombinaison $HeII\lambda 4686$. Cette émission est une des signatures fortes d'une nébuleuse photoionisée par l'émission X. Les raies nébuleuses intenses sont, de gauche à droite, H_γ , H_β et $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$.

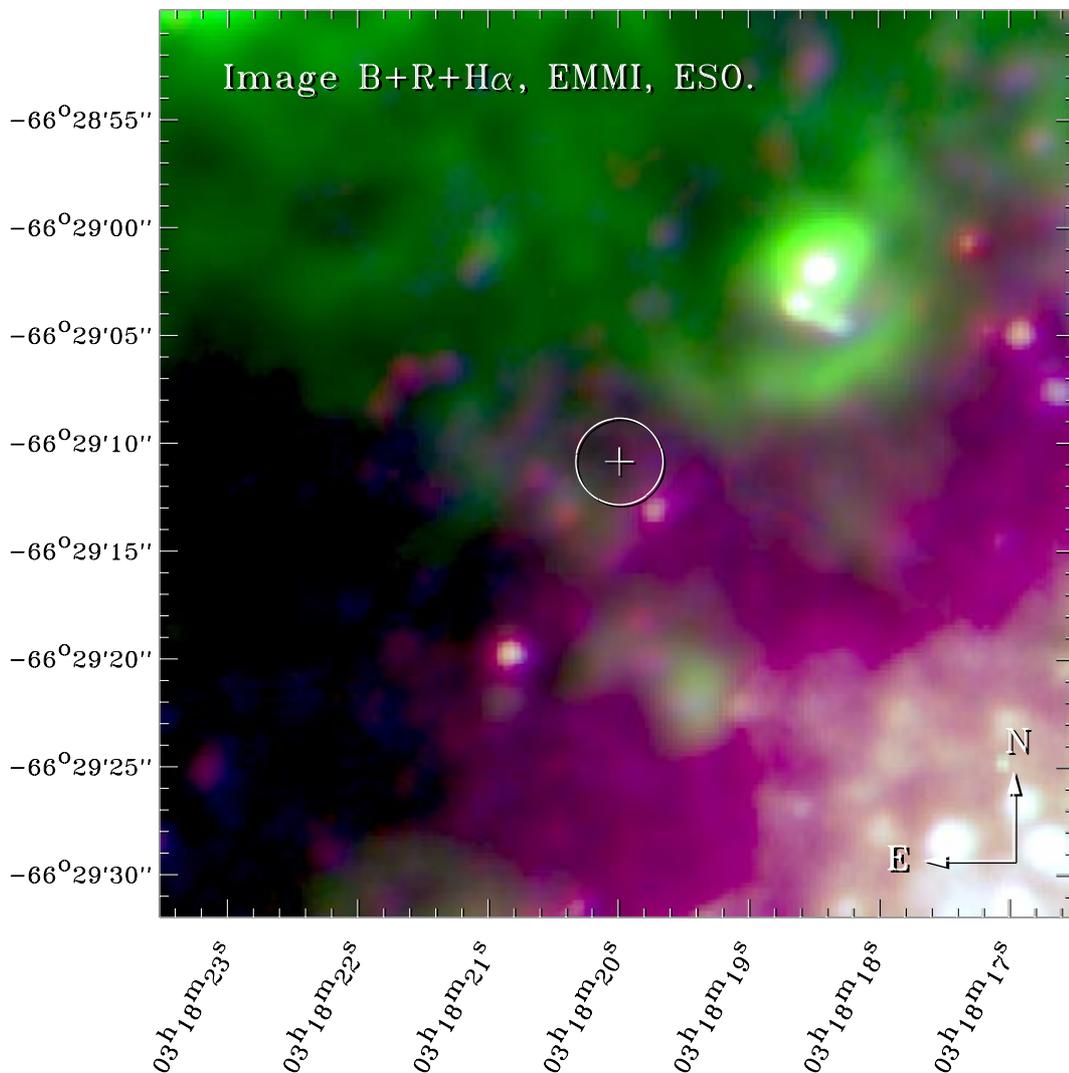


FIGURE 5.3 – NGC 1313 X-1

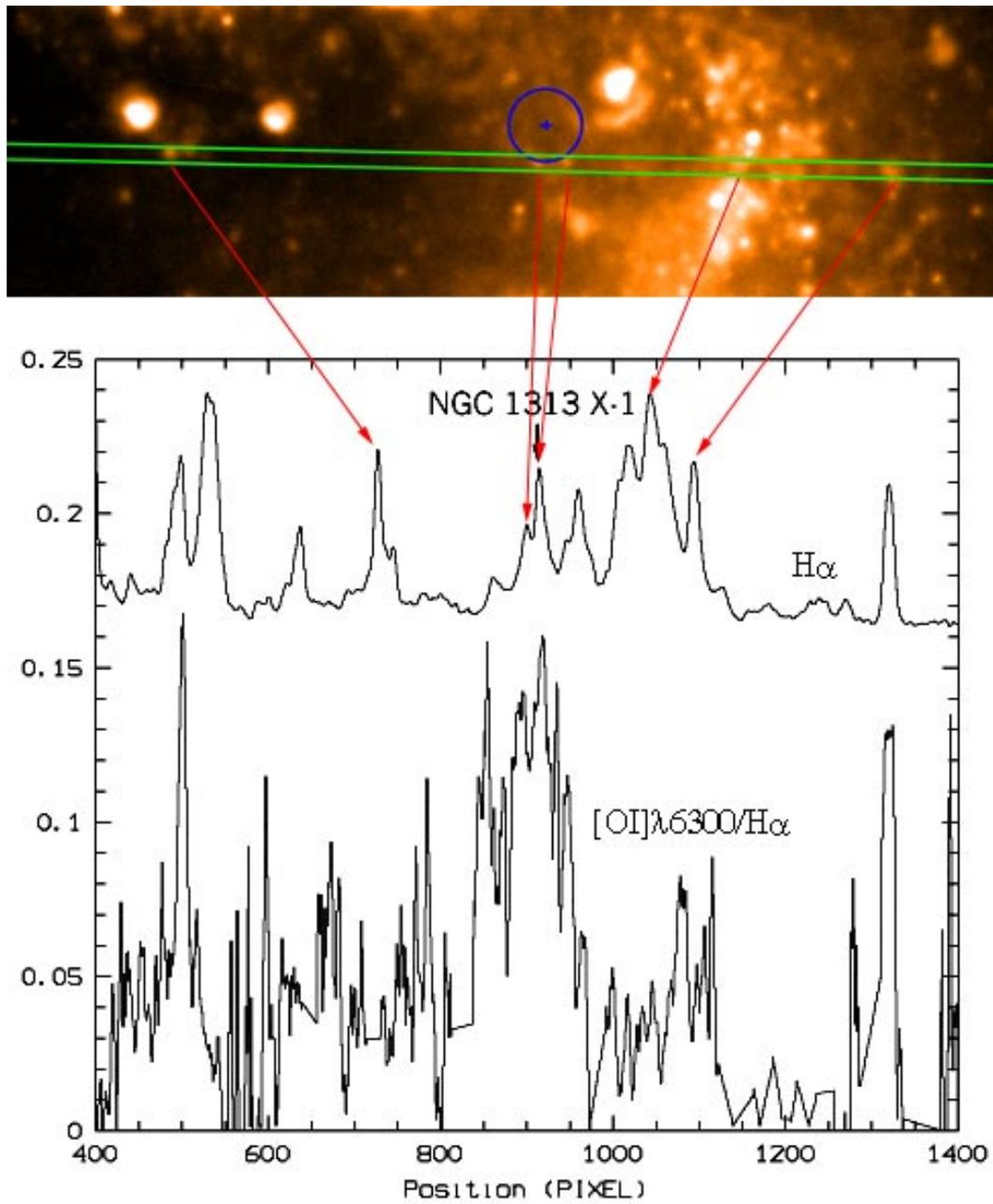


FIGURE 5.4 – POSITION DE LA FENTE POUR NGC 1313 X-1 ET ÉMISSION DE $(OI)\lambda 6300$.

5.3 Holmberg II X-1 : une nébuleuse ionisée par l'émission X

Une démonstration encore plus remarquable de photoionisation par l'émission X est fournie par l'environnement interstellaire de la source X très lumineuse ($L_X \sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$) dans la galaxie naine Holmberg II du groupe M81. Comme pour les autres cas d'ULX, la grande luminosité est dérivée du flux observé en postulant l'appartenance de l'objet à la galaxie, et plus encore, que la source émet de façon isotrope.

La source X dans Holmberg II est proche d'une région HII ce qui en fait un objet clé. Cette source X est connue depuis longtemps et plusieurs études ont été menées sur l'émission H_α et radio de son environnement.

On trouve les premières études de cette source dans les thèses de Dickow (1995) et Fourniol (1997) et plus récemment dans Zezas *et al.* (1999). Tous ces auteurs s'accordent pour dire que le spectre du PSPC de ROSAT est parfaitement ajusté par un modèle de loi de puissance (index de photon $\Gamma = 2,63$), et une récente observation d'ASCA par Miyaji *et al.* (2001) favorise un spectre moins pentu ($\Gamma = 1,89$) entre 0,5 et 10 keV, ou un spectre thermique avec $kT = 4,8 \text{ keV}$. Fourniol (1997) a montré qu'un modèle *Bremsstrahlung* avec $kT = 0,90 \pm 0,15 \text{ keV}$ était même une meilleure représentation des données PSPC, et elle a aussi mis en évidence l'association de cette source avec la région HII HSK 70 (Hodge *et al.* 1994), une découverte importante qui a été remarquée indépendamment par Zezas *et al.* (1999). Cette association est illustrée par la figure 5.5 où le cercle d'erreur de ROSAT a été superposé à l'image obtenue au CFHT.

Les observations radio à 21 cm montrent dans Holmberg II une structure de grande échelle en «gruyère» avec des «trous» (Puche *et al.* 1992). Ce phénomène, bien que connu (il a été observé dans notre Galaxie, dans M33,...) n'est pas entièrement compris. Puche *et al.* (1992) prétendent que ces trous sont les anciens lieux de formation d'étoiles, et auraient été créés par les vents stellaires et les explosions de supernovæ. Pour certains d'entre eux, on observe une émission HII mais pour d'autres non, il s'agit peut-être des anciennes bulles interstellaires. Cependant, Rhode *et al.* (1999) n'observent pas les amas d'étoiles B, A et F au centre des trous qui devraient être vus après le sursaut de formation d'étoiles invoqué par Puche *et al.* (1992). Notons qu'Holmberg II X-1 n'est pas située dans un des ces trous.

Dans les observations de ce complexe de régions HII plusieurs se dénotent par une émission non thermique (Tongue & Westpfahl 1995). En effet, le spectre radio est de la forme $F_\nu \propto \nu^\alpha$, où $\alpha \sim -0,1$ dans le cas d'un gaz thermique, or Tongue & Westpfahl (1995) estiment que pour HSK70 $\alpha = -1.0 \pm 0,2$. On pourrait donc penser que cet objet est un SNR néanmoins la PSF des observations X ne permet pas de dire si l'objet est étendu ou non.

Par ailleurs, l'émission ultraviolette et optique permet d'estimer l'âge de ces régions à travers le rapport B-UV d'une part et d'autre part grâce à la mesure de la largeur équivalente de la raie H_β (voir section 5.3.2, page 5.3.2). En effet, l'émission FUV (représentative des étoiles) décroît avec le temps au fur et à mesure que les étoiles les plus brillantes meurent. Grâce à ces considérations, on peut déduire que les trous observés dans HI ne sont pas dus aux anciens sursauts de formation d'étoiles (l'ancienne population n'est pas observée) et on peut déterminer l'âge de chacune des régions HII. Pour HSK70, Stewart *et al.* (2000) l'estiment à $\sim 3,5 - 4,5 \cdot 10^6$ ans, d'après B-UV et H_α .

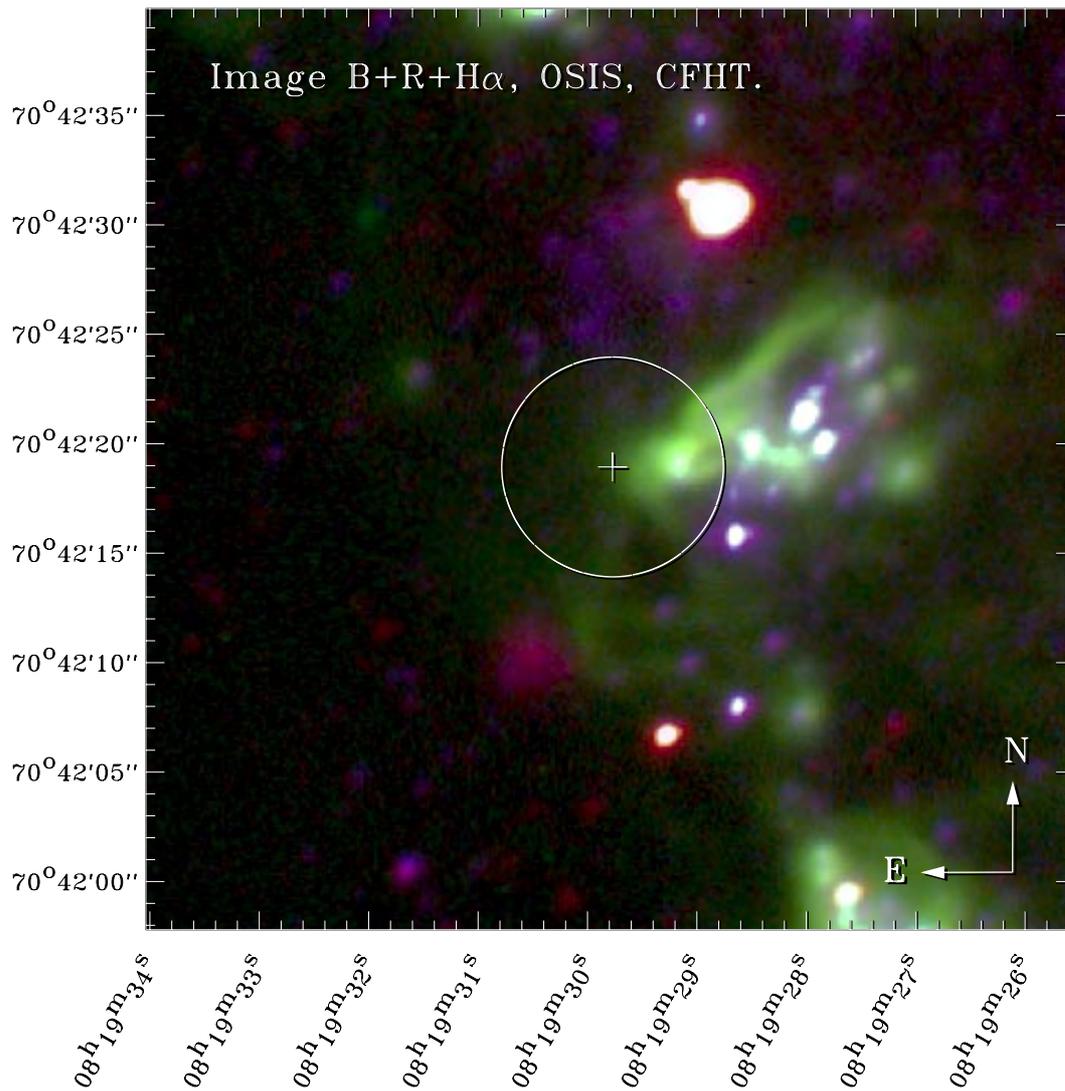


FIGURE 5.5 – IMAGE TROIS COULEURS DE HSK 70 DANS LA GALAXIE NAINNE HOLMBERG II. Il s'agit d'une image en trois couleurs : B, R et H α sur laquelle est superposé le cercle d'erreur du ROSAT HRI de rayon 5". La forme de cette nébuleuse ressemble à un Pied vu en rayons X où l'émission est plus forte dans le Talon.

Plusieurs spectres longue-fente ont été obtenus au cours de cette thèse, à l'OHP et au CFHT. Le spectre optique de cette nébuleuse est celui d'une région H II de haute ionisation typique des régions de formation d'étoiles de faible métallicité ($Z/Z_{\odot} \sim 0,1$, Section 5.3.1), excepté pour les grandes intensités de la raie [O I] λ 6300 et particulièrement de la raie d'émission He II λ 4686 qui sont réellement exceptionnelles.

5.3.1 Analyse du spectre optique du Talon de HSK70

Le spectre optique du Talon (voir Annexe A, page A-20) a été dépouillé en suivant la méthode décrite au Chapitre 2, Section 2.6.6, page 47. Ces résultats ont également été recoupés avec le programme FIVEL développé par De Robertis *et al.* (1987).

On mesure ainsi une température électronique $T_e = 20600 \pm 1200 K$. L'intensité de la raie $I([OIII]\lambda 4363)$ étant faible, sa mesure est l'incertitude principale.

D'autre part, les mesures du rapport $R[SII] = I([SII]\lambda 6717)/I([SII]\lambda 6731)$ fournissent une estimation de la densité électronique $N_e < 100 cm^{-3}$. La luminosité $L_{H\beta} = 2 \cdot 10^{37} erg s^{-1}$ permet également de se faire une idée sur la densité avec :

$$L_{H\beta} = h\nu_{H\beta} \int N_e N_p \alpha_{H\beta}^{eff}(T) dV \quad (5.1)$$

où $h\nu_{H\beta} = 4,08 \cdot 10^{-12} erg$, $\alpha_{H\beta}^{eff} = 1,62 \cdot 10^{-14} cm^3 s^{-1}$ à $T = 20000 K$ (voir plus haut), N_e est la densité électronique et N_p la densité de protons. Soit

$$\langle N_e^2 \rangle = \frac{3 L_{H\beta}}{4\pi h\nu_{H\beta} \alpha_{H\beta}^{eff}(T) R^3} \quad (5.2)$$

où $R = 17 pc$ est le rayon mesuré de la nébuleuse. Les calculs donnent $N_e \sim 25 cm^{-3}$.

Métallicité

La métallicité est plus importante dans les galaxies massives. En effet, les galaxies les moins massives ont formé moins d'étoiles et ont donc produit moins de métaux au cours de leur histoire, de plus, le super-vent pourrait expulser les métaux formés lors des sursauts de formation d'étoiles antérieurs et ceux-ci ne sont pas retenus par la faible gravité. On s'attend donc à ce que la métallicité d'Holmberg II soit faible.

Dans une région HII classique, on trouve l'oxygène sous forme ionisé car le potentiel d'ionisation $O^0 \rightarrow O^+ + e^-$ est de 13,6 eV c.à.d. le même que $H^0 \rightarrow H^+ + e^-$ ce qui signifie que si H est ionisé, O aussi. On observera donc les ions O^+ mais peu d'oxygène neutre. Malgré cela, on observe une raie interdite $[OI]\lambda 6300$ relativement intense dans le spectre du Talon, ce qui montre la présence d'une grande quantité d'oxygène neutre et «chaud». D'autre part, on observe également une raie intense $HeII\lambda 4686$ qui indique que l'oxygène se trouve aussi sous forme O^{+++} car le potentiel d'ionisation $O^{++} \rightarrow O^{+++} + e^-$ est de 54 eV c.à.d. le même que $He^+ \rightarrow He^{++} + e^-$.

Le rapport O/H est donné par :

$$\frac{O}{H} = \frac{N(O^+)}{N(H^+)} + \frac{N(O^{++})}{N(H^+)} \quad (5.3)$$

Puisque dans le cas de la nébuleuse du Talon, une partie de l'oxygène se trouve sous forme neutre O^0 et sous forme hautement ionisé (O^{+++}) en plus des ions O^+ et O^{++} , le rapport [O/H] a été mesuré pour la région HII voisine où l'oxygène est sous forme O^+ et O^{++} seulement. Malheureusement, la calibration des spectres optiques obtenus au CFHT n'est pas très bonne

aux faibles longueurs d'onde, c'est pourquoi le flux des raies $[\text{OII}]\lambda\lambda 3726,3729$ n'est connu qu'à $\sim 20\%$ près.

Les mesures donnent $[\text{O}/\text{H}] \sim 4,8 \cdot 10^{-5}$ soit $Z = 0,07 \pm 0,01 Z_{\odot}$, Z_{\odot} étant estimé d'après les abondances météoritiques par Grevesse & Anders (1989).

5.3.2 Age de la nébuleuse

Les spectres obtenus au CFHT donnent une très bonne mesure du flux $\text{H}\alpha$ et de la largeur équivalente $\text{EW}(\text{H}\beta)$ d'après lesquels on dérive le flux EUV et l'âge équivalent. La nébuleuse du Talon a une luminosité $L_{\text{H}\alpha} = 5,6 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. D'après les modèles *Starburst 99* de Leitherer *et al.* (1999), $\text{EW}(\text{H}\beta) \sim 140$ mesurée donne un âge $\sim 4 \cdot 10^6 \text{ ans}$ pour un *starburst* instantané, ce qui est en accord avec le résultat de Stewart *et al.* (2000) (voir page 83).

5.3.3 Morphologie de la nébuleuse

L'imagerie (Figure 5.5) révèle une petite région HII contenant plusieurs étoiles massives au centre, dont on voit quelques unes des plus brillantes (peut-être des supergéantes A et F). Les images montrent aussi un continu de beaucoup d'autres étoiles moins massives et d'étoiles O. Comme les observations de Fourniol (1997) avaient fortement suggéré la présence de la raie nébulaire de haute ionisation $\text{He II}\lambda 4686$ dans HSK 70, un spectre fente large ($6''$) a été obtenu au CFHT (Figure 5.6). Ce spectre montre très clairement que l'émission de la raie $\text{He II}\lambda 4686$ est confinée au Talon du Pied et qu'elle a une largeur à mi-hauteur (FWHM) de $2,2''$ ce qui correspond à 34 pc à la distance d'Holmberg II ($3,2 \text{ Mpc}$).

A partir de ce même spectre bidimensionnel, il est possible de reconstituer l'image de la nébuleuse dans différentes bandes d'émission (Figure 5.7), et de comprendre ainsi la structure des régions ionisées.

Comme on peut le constater, la région qui émet la raie interdite $[\text{OI}]\lambda 6300$ est décalée vers l'ouest par rapport à celle qui émet la raie $\text{He II}\lambda 4686$ (Figures 5.8 et 5.9). Cette observation est expliquée plus bas. Par ailleurs, au centre de la nébuleuse, on peut observer une étoile ou un groupe d'étoiles de magnitudes $B = 19,4$ soit $M_B \sim -8,3$ et $R = 19,1$ soit $M_R \sim -8,6$.

5.3.4 Nébuleuse photoionisée par les rayons X

L'émission de la raie $\text{He II}\lambda 4686$ et la forte intensité de $[\text{OI}]\lambda 6300$ sont les informations les plus marquantes révélées par le spectre de la nébuleuse. Les régions HII classiques ne montrent pas de raie $\text{He II}\lambda 4686$ aussi intense, et ne présentent pas non plus un rapport $[\text{OI}]/\text{H}\alpha$ aussi élevé. Le Talon d'HSK70 ne semble donc pas être une région HII classique. Trois explications pourraient être proposées pour expliquer cela :

– *L'ionisation est-elle due à des chocs ?*

Les chocs (produits par les restes de supernova) peuvent ioniser l'hélium et ainsi engendrer l'émission de $\text{He II}\lambda 4686$ à condition que la vitesse du choc soit supérieure à 200 km s^{-1} (Dopita & Sutherland 1995). D'autre part, il existe dans ce cas une région de gaz chaud mais neutre qui pourrait expliquer l'émission de $[\text{OI}]\lambda 6300$.

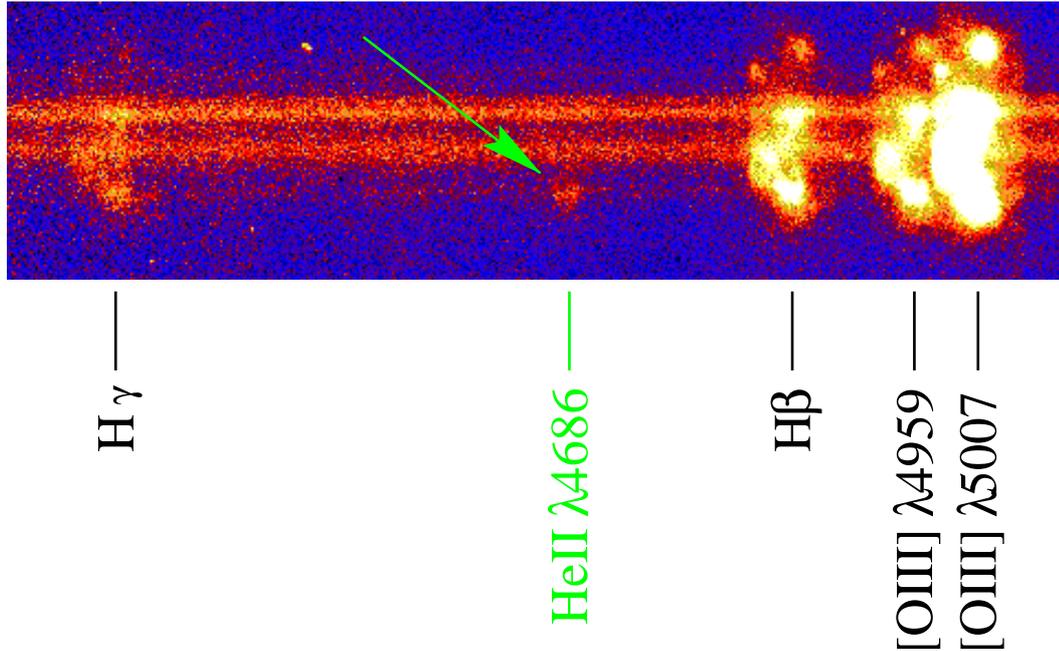


FIGURE 5.6 – SPECTRE OPTIQUE FENTE LARGE DE L'ULX DANS HOLMBERG II. Ce spectre a été effectué avec une fente de $6''$ qui produit des images monochromatiques des raies étroites d'émission nébulaire. La dispersion est dans le sens N-S et la résolution spatiale est essentiellement dominée par le seeing de $0,8''$. Notons que la forte émission $\text{He II} \lambda 4686$ est confinée au Talon.

Néanmoins plusieurs indices contredisent ce scénario.

En effet, dans un choc la température est élevée dans la région où l'on observe les ions O^{++} , $T_{\text{O}^{++}} \sim 40000 \text{ K}$ or la température mesurée n'est que de $\sim 20000 \text{ K}$.

La spectroscopie n'est pas d'assez haute résolution pour exclure la contribution de chocs, néanmoins ceux-ci ne pourraient pas produire le rapport $\text{He II} \lambda 4686 / \text{H} \beta$ observé de 14% qui nécessiterait une vitesse de choc $v_{\text{choc}} > 300 \text{ km s}^{-1}$ (Dopita & Sutherland 1995) ce qui est exclu par la largeur de la raie $\text{H} \alpha$ observée ($FWHM_{\text{H} \alpha} < 3,2 \text{ \AA} \rightarrow v_{\text{choc}} < 150 \text{ km s}^{-1}$).

L'hypothèse d'une ionisation par choc n'est donc pas celle retenue, même si on ne peut nier une faible contribution de leur part.

– *L'émission de $\text{He II} \lambda 4686$ est-elle due aux étoiles (étoiles O ou Wolf-Rayet) ?*

L'émission de $\text{He II} \lambda 4686$ ne peut pas être due aux seules étoiles O. C'est parfois le cas dans certaines régions extragalactiques mais $\text{He II} / \text{H} \beta$ ne représente alors que 1 à 2% et non 14% comme c'est le cas dans le Talon d'HSK70.

On pourrait donc supposer que cette raie $\text{He II} \lambda 4686$ soit le fait d'étoiles Wolf-Rayet (WR) très chaudes (comme dans le LMC par exemple, Pakull 1991), mais dans ce cas, on observerait une composante large de la raie provenant de l'atmosphère des WR. En effet, pour les étoiles WR, l'émission étroite nébulaire est toujours associée à une composante atmosphérique plus large qui n'est pas observée dans cette région HII, les étoiles Wolf-Rayet ne sont donc pas impliquées dans l'émission de cette nébuleuse.

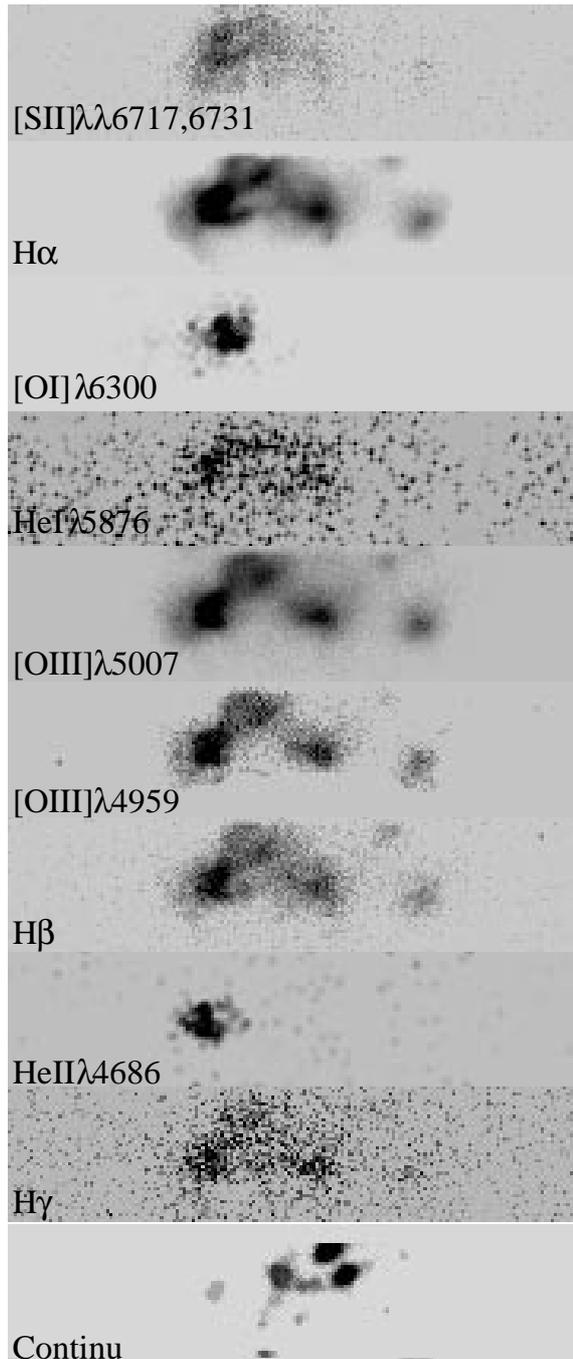


FIGURE 5.7 – HSK 70 VUE DANS DIFFÉRENTES BANDES. Chaque image correspond à une longueur d'onde différente. Ces images ont été obtenues à partir du spectre fente large montré en figure 5.6. Pour obtenir ce résultat, plusieurs étapes de traitement ont été nécessaires. Il a fallu tout d'abord retirer les raies du ciel, puis ajuster l'émission du continu afin de le soustraire. Connaissant le décalage vers le rouge de l'objet, la dispersion et la résolution spatiale du spectre il est alors possible d'isoler chaque raie d'émission. Le continu a quant à lui été tiré de l'image bleue prise avec le même instrument. Il faut noter, par ailleurs, que les deux raies [SII] n'ont pas pu être séparées.

– *La nébuleuse est-elle ionisée par la source X ?*

Nous verrons dans la suite de ce document que cette hypothèse est la plus vraisemblable.

La physique des nébuleuses ionisées par l'émission X

La physique des nébuleuses ionisées par l'émission X et les informations concernant les sources qui les excitent ont été explorées par Tarter *et al.* (1969), développées plus profondément par

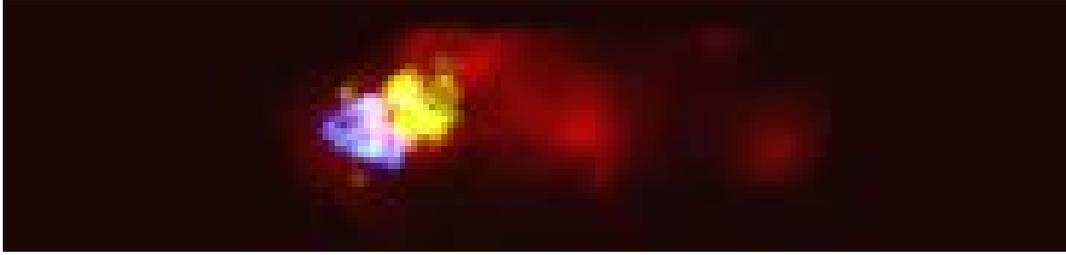


FIGURE 5.8 – L'ENVIRONNEMENT DE HSK 70 VU DANS LES BANDES H_α , $\text{He II}\lambda 4686$ ET $[\text{O I}]\lambda 6300$. L'émission H_α est représentée en rouge, $\text{He II}\lambda 4686$ en bleu et $[\text{O I}]\lambda 6300$ en jaune. On voit clairement que l'oxygène neutre et chaud n'est pas situé dans la même région que l'hélium ionisé deux fois, le modèle CLOUDY permet d'expliquer cela (voir page 90).

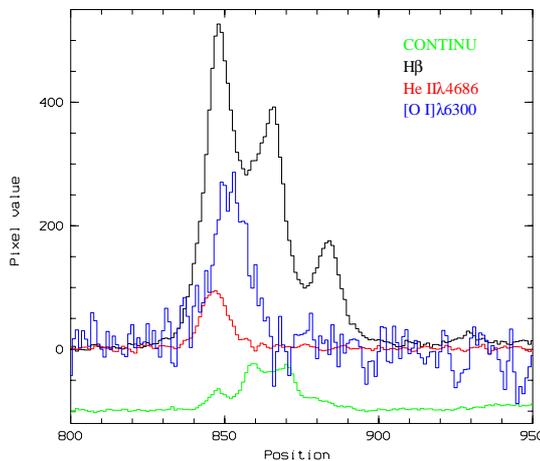


FIGURE 5.9 – DISTRIBUTION D'INTENSITÉ DE DIFFÉRENTES RAIES D'ÉMISSION ET DU CONTINU EN FONCTION DE LA POSITION ($1 \text{ pixel} = 0,28''$) LE LONG DE LA FENTE ORIENTÉE EST-OUEST POUR HSK70. On remarque le décalage entre les régions qui émettent la raie $[\text{O I}]\lambda 6300$ et la raie $\text{He II}\lambda 4686$

Kallman & McCray (1982) et appliquées à la XIN N159F/LMC X-1 par Pakull & Angebault (1986). La différence principale avec les régions H II plus conventionnelles est l'absence de transitions brusques entre le plasma ionisé et le plasma neutre à la frontière extérieure (sphères de Strömngren), car les rayons X ne sont pas très efficaces pour ioniser les éléments légers comme l'hydrogène ou l'hélium. Cela crée une zone faiblement ionisée étendue et chaude (la température des électrons $T_e \sim 10^4 \text{ K}$), dans laquelle les atomes neutres peuvent être excités collisionnellement.

L'émission du gaz hautement ionisé comme la raie de recombinaison $\lambda 4686 \text{ He}^{++} \rightarrow \text{He}^+$ proche de la source, et des transitions interdites d'atomes neutres comme la raie $[\text{O I}]\lambda 6300$ dans les zones étendues extérieures sont ainsi les sceaux d'une XIN. Il faut noter que la raie $\text{He II}\lambda 4686$ agit comme un compteur de photons du flux émis par la source dans le continu de Lyman pour He^+ entre 54 eV et environ 200 eV (Pakull & Angebault 1986). *Cela implique également que peu de photons $\lambda 4686$ seront émis si la source est intrinsèquement faible ou absorbée en-dessous de $\sim 100 \text{ eV}$.*

En utilisant le code CLOUDY développé par Ferland *et al.* (1998), il a été possible de calculer une grille de XIN en nourrissant le modèle avec un ensemble de spectres *Bremsstrahlung* (incluant diverses contributions de continu stellaire ionisant), la densité nébulaire et la métallicité. Ces résultats ont été confrontés avec la nébuleuse du Talon dans Holmberg II.

Simulations numériques

Dans les simulations CLOUDY, la source X a été modélisée par un *Bremsstrahlung* thermique de température $T \sim 10^7 K$, soit $kT \sim 1 keV$ conformément aux valeurs déterminées par les différents auteurs (voir plus haut). D'autre part, la densité du gaz et sa métallicité ont été fixées à des valeurs proches de celle observées, soit $n = 100 cm^{-3}$ et $Z = 0,1 Z_{\odot}$.

Si on considère que la source X est la seule source ionisante présente dans la nébuleuse, la luminosité $L_{\lambda 4686}$ est très bien représentée ($L_{\lambda 4686} = 2,5 \cdot 10^{36} erg s^{-1}$), mais d'un autre côté, le rapport $R_{\lambda 4686/H\beta} = I(HeII\lambda 4686)/I(H\beta) \sim 0,4$ fournit par le modèle est beaucoup plus grand que celui mesuré $R_{\lambda 4686/H\beta} = 0,14$. On peut donc en conclure, que la source X ne suffit pas à créer la luminosité $L_{H\beta}$ observée, et qu'elle doit être «aidée» par d'autres sources ionisantes. Si on considère que ces objets peuvent être des étoiles O, il est possible d'ajouter une composante supplémentaire pour les prendre en compte. Ces étoiles O seront représentées par un corps noir de température $T = 40000 K$ et le nombre de photons ionisants Q (représentatif du nombre d'étoiles O présentes) sera ajusté afin de rendre compte de la luminosité $L_{H\beta}$ observée, ce qui nous amène à $Q \sim 10^{50} s^{-1}$.

La grille de modèles, couvre plusieurs valeurs des différents paramètres : densité $n = 1 ; 10$ et $100 cm^{-3}$, $Z = 0,1 ; 0,25$ et $1 Z_{\odot}$; $kT = 0,5 ; 1$ et $2 keV$; présence d'un continu d'étoiles O ou non.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de cette étude :

- Le nombre de photons HeII $\lambda 4686$ observés est indépendant de la métallicité, de la densité ou de la présence d'étoiles O.
- Le continu X ionisant est accompagné d'une radiation plus conventionnelle due à des étoiles O, ce qui minimise l'intensité relative de la raie HeII $\lambda 4686$ par rapport à H β , ainsi que le rapport [OI] $\lambda 6300$ à cause de la photoionisation de O⁰ par les étoiles O dans la zone chaude et étendue de la nébuleuse.
- Le fait que les régions qui émettent $\lambda 4686$ et $\lambda 6300$ ne coïncident pas spatialement exclue la possibilité d'une excitation due à des chocs. L'absence d'émission [OI] $\lambda 6300$ à l'est du Talon peut être comprise par une géométrie liée à la densité (voir plus bas).
- Pour un spectre *Bremsstrahlung* thermique donné de température kT , la luminosité $\lambda 4686$ observée de $2,5 \cdot 10^{36} erg s^{-1}$ implique que la nébuleuse «voit» réellement le continu Lyman He⁺ non absorbé d'une luminosité X de quelques $3 \cdot 10^{39} (kT/keV) erg s^{-1}$. En conséquence, on peut déduire, pour l'intervalle de températures décrit plus haut, une luminosité X attendue $L_X = 0,3 - 1,3 \cdot 10^{40} erg s^{-1}$, ce qui est tout à fait en accord avec la luminosité X isotrope observée $L_X = 6,4 \cdot 10^{39} erg s^{-1}$. Ces observations excluent ainsi une collimation importante de l'émission X ce qui implique un trou noir de masse $\sim 50 M_{\odot}$!

CLOUDY permet également de se faire une idée sur l'extension et la géométrie de la zone ionisée.

On constate que le maximum de l'émission de He II $\lambda 4686$ coïncide plus ou moins avec le pic de l'émission des raies de Balmer et avec une source continue non-résolue de magnitude $B = 19,7$. cependant, une inspection plus détaillée révèle que le maximum du rapport He II $\lambda 4686/H\beta$

se trouve clairement à l'est du maximum des raies. Par ailleurs, la distribution d'intensité de $[O\text{I}]\lambda 6300$ est clairement décalée vers les «Doigts de Pied». Les simulations CLOUDY nous disent que c'est justement ce qu'on attend pour le cas d'une nébuleuse dont la géométrie est liée à la densité.

En effet, la figure 5.10 représente l'émissivité de différentes raies en fonction de leur distance

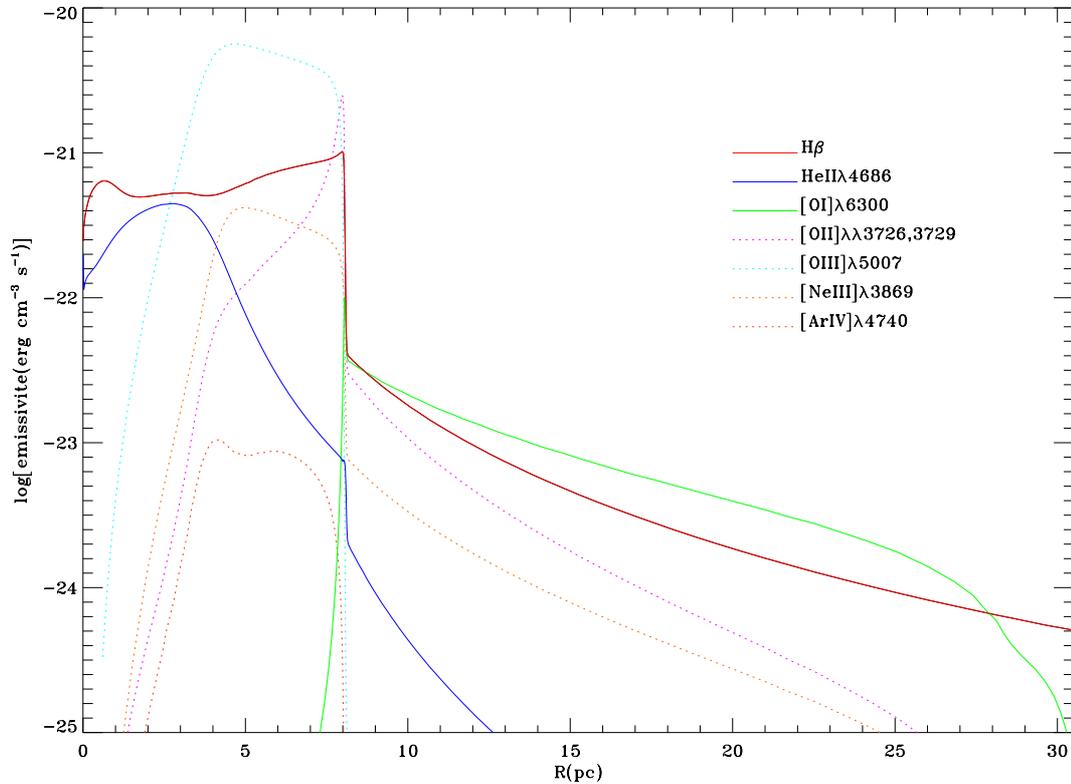


FIGURE 5.10 – EMISSIVITÉ DE DIFFÉRENTES RAIES EN FONCTION DE LA DISTANCE AUX SOURCES IONISANTES pour une source X modélisée par un *Bremsstrahlung* thermique de 1 keV , un continu stellaire de $40\,000\text{ K}$ avec un flux de photons ionisants $Q = 10^{50}\text{ s}^{-1}$ immergés dans une nébuleuse de densité 100 cm^{-3} et de métallicité $0,1 Z_{\odot}$. On constate que l'émission H_{β} décroît avec la distance, que l'émission $\lambda 4686$ est localisée dans l'environnement immédiat de la source X, alors que l'on n'observe $\lambda 6300$ qu'à partir d'une certaine distance, puis qu'elle décroît brutalement.

aux sources ionisantes pour le modèle correspondant à une source X représentée par un *Bremsstrahlung* thermique de 1 keV , un continu stellaire de $40\,000\text{ K}$ avec un flux de photons ionisants $Q = 10^{50}\text{ s}^{-1}$ immergé dans une nébuleuse de densité 100 cm^{-3} et de métallicité $0,1 Z_{\odot}$. On constate que l'émission H_{β} décroît avec la distance, que l'émission $\lambda 4686$ est localisée dans l'environnement immédiat de la source X, alors que l'on n'observe $\lambda 6300$ qu'à partir d'une certaine distance, puis qu'elle décroît brutalement. Si on étend cette représentation à deux dimensions spatiales, le schéma devient plus net (Figure 5.11), et on comprend quelles sont les régions qui émettent les différentes raies. Cependant, dans le cas de la nébuleuse qui nous intéresse, la densité n'est pas constante, il est donc nécessaire de modifier le schéma en fonction. En première approximation, on peut considérer que la distribution de l'émission H_{α} est représentative de la densité, $I_{H_{\alpha}} \propto \int N^2 dl$ (Figure 5.12). Le résultat de cette modélisation (Figure 5.13)

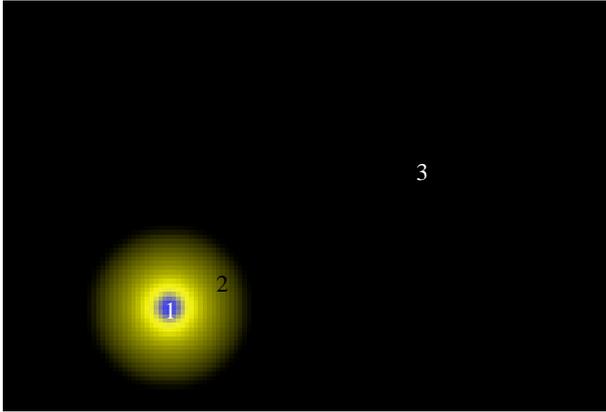


FIGURE 5.11 – INTENSITÉ DES RAIES $\text{HeII}\lambda 4686$ (bleu) ET $[\text{OI}]\lambda 6300$ (jaune) DANS UN MILIEU DE DENSITÉ UNIFORME. L'environnement immédiat de la source X (1) émet $\text{HeII}\lambda 4686$ mais pas $[\text{OI}]\lambda 6300$ car tout l'oxygène est ionisé. Dans la région (2), on trouve de l'oxygène neutre et chaud qui peut donc émettre $[\text{OI}]\lambda 6300$, par contre, il n'y a plus de photons pour ioniser He^+ ($h\nu > 54\text{eV}$), on n'observe donc plus $\text{HeII}\lambda 4686$. En (3), la température n'est plus assez élevée pour que la raie $[\text{OI}]\lambda 6300$ puisse être émise.

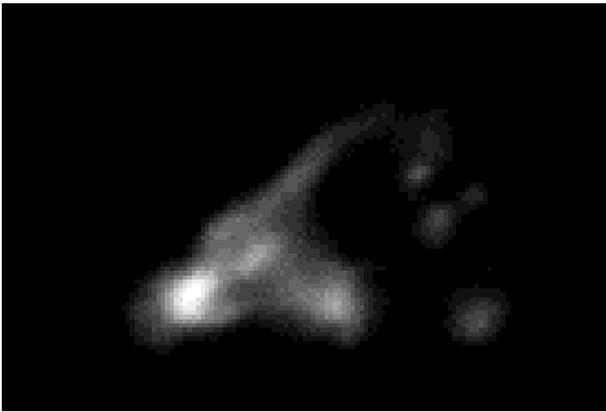


FIGURE 5.12 – CARTE DE LA DENSITÉ DU GAZ DE HSK70. Pour estimer la densité du gaz dans la nébuleuse, la distribution de l'intensité de la raie $\text{H}\alpha$ a été utilisée.

montre bien pourquoi l'émission de la raie $[\text{OI}]\lambda 6300$ n'est observée qu'à l'ouest de la région

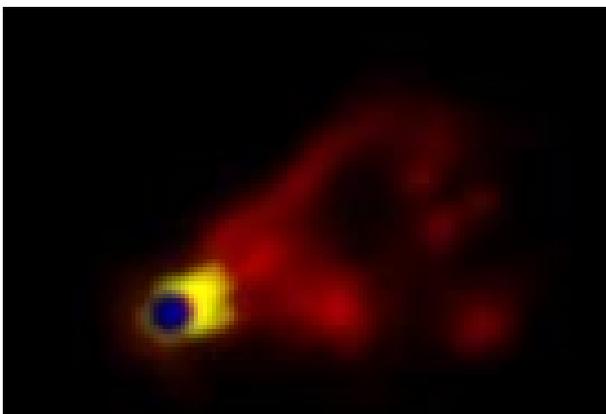


FIGURE 5.13 – MODÉLISATION DE L'INTENSITÉ DES RAIES $\text{H}\alpha$ (rouge), $\text{HeII}\lambda 4686$ (bleu) ET $[\text{OI}]\lambda 6300$ (jaune) POUR HSK70.

qui émet la raie $\text{HeII}\lambda 4686$. L'émission est limitée par la densité dans la direction de l'est et par l'ionisation dans la direction de l'ouest.

Cette thèse défend donc l'hypothèse d'une nébuleuse photoionisée par l'émission X (XIN), principalement diluée par une ionisation plus conventionnelle par des étoiles O. En comparaison avec la XIN N159F autour du candidat trou noir LMC X-1 (voir Section 5.1, page 79),

Holmberg II X-1 est ~ 30 fois plus lumineuse, à la fois en rayons X et en émission He II $\lambda 4686$ et fait appel à un trou noir $\sim 50 M_{\odot}$.

Chapitre 6

Synthèse et Discussion

Sommaire

6.1	Nébuleuses associées à la source X	95
6.2	Nébuleuse ionisée par la source X	98
6.3	Nature des ULX	98

De nombreuses ULX ne sont toujours pas identifiées optiquement, car même si le cercle d'erreur sur la position X se réduit avec la nouvelle génération de télescopes X, la faible luminosité des contreparties optiques demande des observations plus longues et/ou sur de plus grands télescopes que ceux utilisés lors de cette thèse, tout comme l'utilisation du télescope spatial qui s'est révélée fructueuse pour NGC 5204 X-1 (Goad *et al.* 2002) et M 81 X-6 (Swartz *et al.* 2002).

Cependant, ce travail montre clairement l'importance d'une étude multi-longueurs d'onde. En effet, s'il est difficile de dénicher la contrepartie optique d'une ULX, il semble maintenant clair que les effets des interactions entre la source X et le milieu interstellaire laissent des empreintes dans les longueurs d'onde optiques, qui sont autant d'indices sur la nature de ces objets.

Le fait que de nombreuses ULX soient associées à une nébuleuse ne peut sûrement pas être le fruit du hasard. C'est peut-être le cas pour les objets dont l'environnement fourmille de régions HII, mais certainement pas pour quelques unes de ces sources.

D'autre part, la collimation (*beaming*) invoquée jusqu'à présent pour éviter une luminosité trop importante, n'est désormais plus un argument valable pour au moins une ULX : Holmberg II X-1.

6.1 Nébuleuses associées à la source X

La découverte de bulles de gaz ionisées à proximité de nombreuses ULX est la chose la plus surprenante que les observations optiques nous ont offert. Et plus encore, l'observation de l'en-

vironnement de NGC 1313 X-2 semble révéler l'existence de jets, faisant de cet objet un vraisemblable parent du fameux système SS433 W50.

SS433 est une étoile située dans le grand reste de supernova W50, à une distance de $\sim 5 \text{ kpc}$. Au centre de W50, on trouve une source radio variable et ponctuelle qui coïncide avec une source X dont la contrepartie optique est précisément SS433, qui est une binaire X. Ce qui est encore plus remarquable, est l'observation de la variabilité en longueur d'onde de la raie H_α notamment, qui montre une composante centrale qui se déplace en longueur d'onde selon une période de ~ 13 jours et deux composantes décalée l'une vers le rouge et l'autre vers le bleu animée d'un mouvement cyclique en longueur d'onde de période ~ 164 jours (Abell & Margon 1979). La vitesse Doppler invoquée pour expliquer le déplacement de ces composantes est de $\sim 80000 \text{ km s}^{-1}$. L'explication la plus probable est que SS433 émet deux jets gazeux très collimatés et très monocinétiques, la variation de vitesse des raies pouvant alors être expliquée par le fait que les jets précèdent avec une période de 164 jours avec un débit avoisinant $\dot{M}_{jet} \sim 10^{-6} M_\odot \text{ an}^{-1}$ (Begelman *et al.* 1980). D'autre part, la période de 13 jours correspond à celle de la binaire (Crampton & Hutchings 1981).

La nature de cette binaire X reste encore de nos jours un sujet débattu, auquel King *et al.* (2000) apportent certaines solutions. Les différents scénarii supposent que l'étoile compagnon est une étoile massive et que par conséquent, le transfert de masse sur une échelle de temps thermique conduit à des taux qui dépassent de beaucoup la limite d'Eddington d'un objet accrétant de quelques masses solaires et même supérieurs au taux de perte de masse dans les jets. De tels taux de transfert devraient conduire très rapidement à la formation d'une enveloppe commune, dans laquelle l'objet compact ne pourrait ni accréter, ni expulser la matière transférée assez rapidement pour empêcher la formation d'une enveloppe autour du système. Puisque SS433 n'est pas dans cet état, sa durée de vie dans son état présent doit être extrêmement courte. D'autre part, la nature du compagnon est également contrainte, dans le sens où, d'une part, une étoile compagnon de la séquence principale ne serait pas assez massive et que d'autre part le transfert de masse d'une étoile géante pendant sa combustion nucléaire conduirait à un taux de transfert beaucoup trop faible. King *et al.* (2000) arrivent donc à la conclusion qu'il s'agit d'une étoile en expansion sur une échelle de temps thermique. Cependant, sa masse relativement importante risquerait de créer une enveloppe commune. King & Ritter (1999) et Podsiadlowski & Rappaport (2000) ont montré que le système binaire X Cygnus X-2 a survécu à la période de transfert de masse sur une échelle de temps thermique sans créer d'enveloppe commune. King *et al.* (2000) étudient donc si cela pourrait être le cas pour SS433 à travers différents modèles.

Peu après la découverte du système SS433-W50, Zealey *et al.* (1980) et Kirshner & Chevalier (1980), entre autres, ont découvert des filaments optiques dans W50 probablement excités par les jets relativistes de SS433. Ces auteurs observent dans ces filaments des raies interdites de basse excitation intenses ($[\text{OI}]\lambda 6300/H_\alpha > 0,3$ et $[\text{OIII}]\lambda 5007/H_\beta \sim 2$), ce qui correspond à une excitation due à des chocs $v_{choc} \sim 50 - 90 \text{ km s}^{-1}$ selon la région du filament observée.

Si l'interprétation des observations optiques est correcte, la nébuleuse découverte autour de NGC 1313 X-2 montre une configuration proche de celle de SS433 et la nébuleuse W50, dans laquelle les points lumineux observés dans la bande U (représentatifs d'une forte émission $[\text{OII}]\lambda, \lambda 3726, 3729$) correspondraient à la surface de choc (points chauds) des jets émis par la source X (Figure 6.1) - voir le "*Beambag Model*" de Begelman *et al.* (1980) qui a été appliqué

aux sources radio extragalactiques par Begelman & Cioffi (1989). La nébuleuse en expansion

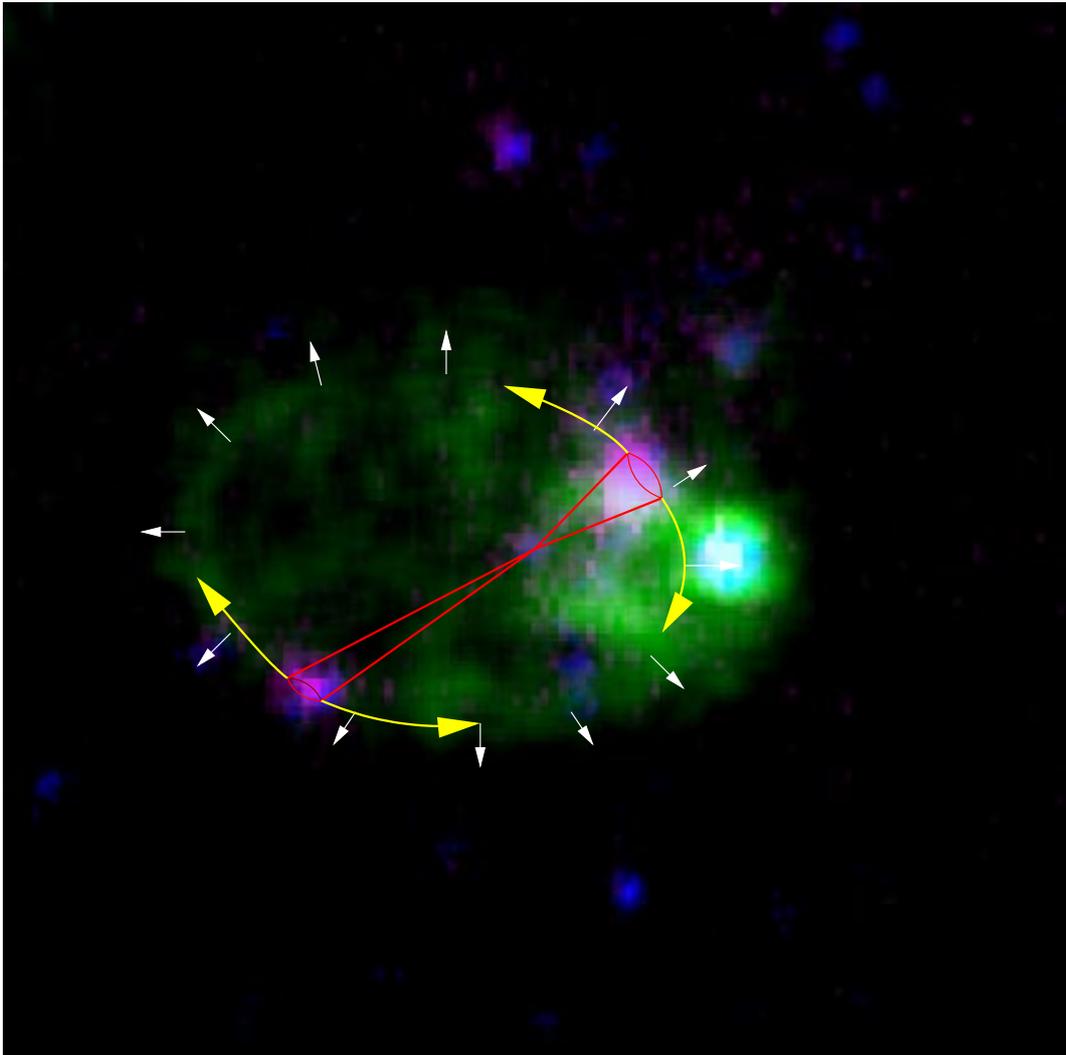


FIGURE 6.1 – IMAGE COMPOSITE DE NGC 1313 X-2 EN B, U ET H_{α} . Le continu B est représenté en bleu, l'émission dans la bande U en rouge et l'émission H_{α} en vert. On constate que les régions lumineuses en U, correspondent tout à fait à une configuration de jets (en rouge) émanant de l'objet. Cette matière éjectée par le jet, pourrait s'accumuler autour de l'objet (flèches jaunes) pour créer la bulle en expansion (flèches blanches)

serait donc produite par le gaz éjecté du système central.

Dans le cas de cette source, l'action des jets est peut-être combinée à une photoionisation par l'émission X. Pour SS433, la luminosité X observée est trop faible ($\sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$) pour que ce soit le cas. D'autre part, comme dans le cas de SS433, les jets sont peut-être animés d'un mouvement de précession, ce qui pourrait éventuellement expliquer la forme de la bulle de gaz ionisé.

Il faut insister sur le fait que si la source présente des jets, c'est la matière éjectée par le système central qui est collimatée et que rien ne permet de dire si c'est aussi le cas pour l'émission X.

6.2 Nébuleuse ionisée par la source X

Le deuxième type d'interaction observé entre la source X et son environnement concerne la photoionisation du milieu interstellaire par la source X. Ce cas de figure a déjà été observé pour LMC X-1 (Pakull & Angebault (1986)) où la source X ionise la nébuleuse N159F. Mais dans le cas de Holmberg II X-1, il met en jeu une luminosité X 30 fois supérieure. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, l'intensité de la raie étroite HeII λ 4686 induit une luminosité X intrinsèque $L_X \sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. Ce qui correspond à la luminosité observée dans le cas où on considère une émission X isotrope. Par conséquent, cela conduit à une masse minimum $\sim 50 M_\odot$ pour l'objet compact accrétant afin de pas dépasser la limite d'Eddington. Les observations optiques rejettent ainsi clairement l'hypothèse selon laquelle l'émission X de cet objet est collimatée.

Cette observation pose donc le problème de savoir comment un trou noir aussi massif peut exister.

6.3 Nature des ULX

Le phénomène le plus efficace de conversion d'énergie est l'accrétion, aussi, il ne fait aucun doute que les ULX qui sont variables sont des objets qui accrètent de la matière. La nature la plus vraisemblable de tels objets ne peut être qu'un objet compact qui accrète de la matière provenant de leur compagnon dans le cadre d'une binaire X, et/ou de la matière interstellaire. La luminosité X mesurée de ces objets ($\sim 2 \cdot 10^{38}$ à $2 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ soit $\dot{M} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ à $3 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{ an}^{-1}$) correspond à la limite d'Eddington d'un objet accrétant de 1,5 à $150 M_\odot$. La masse limite d'un trou noir dans une binaire étant d'environ $15 M_\odot$, il est nécessaire de proposer des solutions alternatives concernant les propriétés de ces objets.

6.3.1 Collimation de l'émission X

Premièrement, un point concerne les propriétés de l'émission elle-même. En effet, la mesure de la luminosité est obtenue en supposant que l'émission X de l'objet est isotrope. King *et al.* (2001) proposent que cette émission est collimatée, et que par chance la direction de l'émission coïncide avec la ligne de visée, la luminosité se trouve de ce fait surestimée. Ainsi, en introduisant le facteur de collimation $b = \Omega/4\pi$ (Ω étant l'angle solide de l'émission), la luminosité réelle de l'objet ne serait plus que bL_X , et par conséquent la masse minimum de l'objet accrétant, pour ne pas dépasser la limite d'Eddington deviendrait $M_E = bL_X/1,3 \cdot 10^{38} M_\odot$. On voit donc qu'une collimation importante ($b \lesssim 0,1$) ramène la masse minimum des objets compacts à des valeurs plus communes de $\sim 15 M_\odot$.

Körding *et al.* (2002) vont plus loin, en proposant que les ULX pourraient être des microblazars, c.à.d. des microquasars avec des jets relativistes collimatés dans la direction de l'observateur. Ils réalisent pour cela une étude comparative entre un échantillon d'observations et deux populations synthétiques, l'une incluant des trous noirs accrétants modélisés par une luminosité X à deux composantes (à savoir un disque d'accrétion et un jet) et l'autre n'ayant qu'un disque d'accrétion qui rayonne isotropiquement pour seule composante. Comme on pouvait s'y attendre, le

dernier modèle nécessite des trous noirs de très grande masse, alors que le modèle disque/jet ne demande que des trous noirs de masse stellaire mais nécessite tout de même des jets puissants.

L'existence de sources X collimatées ou accompagnées de jets fournit une solution très simple au problème des ULX, puisque la masse minimum de l'objet compact descend vers des valeurs couramment admises.

Cependant, il convient de noter certaines limitations de cette hypothèse.

En effet, le modèle de collimation de l'émission X prévoit une grande variabilité des sources, or NGC 1313 X-2, par exemple, est visible depuis maintenant ~ 20 ans, sans montrer de variabilité de grande amplitude dans son émission X.

De plus, Markoff *et al.* (2001) prétendent que l'émission X des binaires comportant un trou noir est dominée par l'émission synchrotron du jet. Cependant, Poutanen & Zdziarski (2002) opposent à cette argumentation le fait que le spectre de ces objets dans le domaine X/ γ est très bien modélisé par une Comptonisation thermique et une réflexion Compton, et que cette dernière implique que l'émission X n'est pas fortement collimatée loin du disque.

6.3.2 Formation de trous noirs massifs

Néanmoins, malgré que le fait que l'hypothèse d'une collimation de l'émission X soit séduisante, elle ne peut pas être généralisée à toutes les ULX. En effet, pour un cas au moins, en l'occurrence Holmberg II X-1, il est clair que la luminosité X de la source est réellement de l'ordre de $10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ et que par conséquent la masse du trou noir impliqué est de l'ordre de $50 M_{\odot}$.

Comment des trous noirs aussi massifs peuvent-ils se former ?

Jusqu'à présent, les différents auteurs ont considéré que les ULX pouvaient être des trous noirs de masse stellaire qui, soit accrètent à un taux proche de la limite d'Eddington et qui ressemblent à des microquasars (Makishima *et al.* 2000), soit appartiennent à des systèmes où l'émission X est collimatée (King *et al.* 2001). Ces deux hypothèses évitent d'avoir à considérer un trou noir de quelques dizaines de masses solaires. Cependant, la troisième hypothèse selon laquelle ces objets sont réellement des trous noirs de quelques dizaines de masses solaires ne doit désormais plus être négligée.

Le cas d'Holmberg II X-1 est particulier dans le sens où c'est le seul objet pour lequel on connaît la métallicité ($Z \sim 0,07 Z_{\odot}$). Cet environnement de très faible métallicité, pourrait favoriser la formation de trous noirs stellaires très massifs. Brown *et al.* (2001) remarquent, comme Maeder (1992) (Chapitre 1), que lorsque la métallicité est faible, l'action des vents des progéniteurs est moins importante et que par conséquent ces environnements favorisent la production de trous noirs plus massifs.

Il est clair, que les modèles d'évolution des trous noirs dans les binaires X manquent pour les environnements de faible métallicité.

Deuxième partie

**Travaux liés au XMM-Newton Survey
Science Centre**

Chapitre 7

Le XMM-Newton Survey Science Centre Pipeline Processing System

Sommaire

7.1	Le XMM-Newton Survey Science Centre Pipeline Processing System	103
7.2	L'Archival Catalogue Database Subsystem	104
7.3	Le module XMM-ROSAT image	105

La description du télescope XMM-Newton est présentée dans le chapitre 2 à la section 2.2, page 31.

7.1 Le XMM-Newton Survey Science Centre Pipeline Processing System

Une partie de ce travail de thèse est directement liée aux activités du XMM-Newton Survey Science Centre (SSC), à travers le développement d'une procédure qui génère un des produits de l'Archival Catalogue Database Subsystem (ACDS).

Le développement et la maintenance du SSC sont assurés par un consortium de neuf institutions dans cinq pays européens (la Grande-Bretagne, la France, l'Allemagne, l'Espagne et l'Italie) en étroite collaboration avec le High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC) du Goddard Space Flight Center (GSFC) de la NASA (Etats-Unis).

Le SSC est chargé, au nom de l'ESA, de traiter les données scientifiques du satellite XMM-Newton. Les produits résultants sont retournés au XMM-Newton Science Operation Centre (SOC) pour l'archivage et la redistribution à l'observateur. Ils constituent le point de départ des recherches de l'observateur et sont archivés pour être rendus publics par la suite.

Le *pipeline* est principalement basé sur le XMM-Newton Science Analysis System (SAS) décrit

dans le chapitre 2 à la section 2.8, page 53. Le *pipeline* tourne à l'Université de Leicester et à l'Observatoire Astronomique de Strasbourg où sont faites les identifications croisées avec les données d'archives.

A partir d'une observation d'XMM-Newton le *pipeline* génère un ensemble de produits qui comprend les fichiers de données (FITS) et des fichiers hypertexte (HTML) concernant toute l'observation et les expositions individuelles de chacun des six instruments : EPIC MOS1, EPIC MOS2, EPIC PN, RGS1, RGS2 et OM. Les principaux produits sont les listes d'évènements calibrées, qui fournissent un point de départ pour les analyses à venir. De plus, des produits comme les images, les listes de sources, les spectres et les séries temporelles sont également délivrés, tout comme les produits de l'ACDS : les corrélations croisées avec des catalogues d'archives, un graphe montrant leur position sur l'image de la caméra EPIC, une carte de pointage pour chaque source détectée et l'image comparative entre ROSAT et XMM-Newton du champ observé.

Les premiers produits traités ont été délivrés en décembre 2000. Depuis, le *pipeline* traite quotidiennement 10 à 15 observations, dans un délai de 7 jours pour chaque nouvelle observation.

7.2 L'Archival Catalogue Database Subsystem

Pour chaque observation d'XMM-Newton, les listes de sources et les images d'EPIC sont envoyées par l'Université de Leicester et les produits d'identification croisée sont retournés *via* le SCC Data Transfer System (DTS). La détection par un script de l'arrivée de données déclenche automatiquement le démarrage de l'ACDS.

L'ACDS est construit sur une base de données O2 qui utilise des méthodes spécifiques pour interroger d'autres bases de données externes, faire les identifications croisées et écrire les résultats dans différents fichiers. En plus de O2, l'ACDS utilise plusieurs autres modules logiciels comme par exemple IDL pour générer les produits graphiques, les systèmes client/serveur du CDS et de NED pour accéder aux bases de données et les bibliothèques *cfitsio* pour la gestion des entrée/sortie des fichiers FITS.

Le moteur de l'ACDS est conduit par une application simple de haut niveau, le «pilote» qui lance le processus d'identification croisée en exécutant la méthode appropriée. La base de données de l'ACDS est utilisée pour stocker les configurations des catalogues d'archive et pour enregistrer l'activité de l'ACDS. Toutefois, la plupart des variables utilisées dans les méthodes élémentaires tout comme les données extraites des bases d'archives et les listes de sources d'EPIC ne sont pas conservées pour assurer la propriété des données.

L'ACDS délivre diverses catégories de produits : documents hypertextes, produits graphiques, et fichiers FITS.

Les pages HTML :

- "Main cross-correlation page" fournit des explications et des liens vers les autres produits de l'ACDS.
- "Searched Catalogues" liste les noms et caractéristiques catalogues utilisés pour la recherche de l'ACDS autour des sources EPIC et dans le champ de vue EPIC.
- "Catalogue Description" est le fichier de description du catalogue original.

- "Source correlation products" liste toutes les sources d'archives de 189 catalogues proches des positions EPIC. Ces produits se décomposent en deux sortes de pages HTML : la liste des identifications croisées source par source ne présentant qu'un résumé de l'information d'archive (la position d'entrée dans le catalogue, l'erreur associée et une mesure «standard») et les informations complètes des catalogues où le groupement des entrées des catalogues d'archive par catalogue permet l'affichage de toutes les mesures.
- Pour les produits correspondant au champ de vue, deux fichiers sont créés d'une façon similaire aux produits de corrélation par source : un fichier "summary" et un fichier "full catalogue output" pour les sources du champ de vue d'XMM-Newton.

Les produits graphiques :

- Les "Finding Charts" sont des cartes de pointage de $2 \text{ arcmin} \times 2 \text{ arcmin}$ centrées sur la position de chaque source EPIC, réalisées avec une image provenant des divers relevés optiques disponibles sur Aladin du Centre de Données de Strasbourg (CDS).
- Le "Catalogue Plot" représente les positions d'entrées sélectionnées du catalogue du champ de vue superposées à l'image EPIC.
- "XMM-ROSAT image" réalise la superposition de l'image EPIC et des images d'archive de ROSAT.

Les produits FITS :

- "Searched Catalogues" est l'homologue du produit HTML.
- Les "Summary Fits Products" sont au nombre de deux : un pour les entrées d'archives corrélées avec les sources EPIC et un autre pour les sources d'archives situées dans le champ de vue.
- Un "Result Fits Product" pour chaque catalogue qui a des correspondances proches des positions EPIC ou dans le champ de vue d'EPIC.

7.3 Le module XMM-ROSAT image

Le module *xmmrosat* fait partie de l'ensemble de produits délivrés par l'ACDS. Tout comme les produits *finding_chart* et *catalogue_plot*, *xmmrosat* est une procédure IDL.

Le programme génère un produit graphique (Figure 7.1) sur lequel les isocontours d'une image de la caméra EPIC d'XMM-Newton sont superposés à une ou plusieurs images des archives de ROSAT qui sont des observations pointées si elles existent, ou une image provenant du *All-Sky Survey*.

Dans les deux cas, le mode de fonctionnement est le même. Une première procédure écrite en C recherche les images ROSAT commune au champ de vue d'EPIC. Puis une deuxième procédure IDL prend le relais, elle récupère la liste des observations ROSAT, recherche l'existence d'une *exposure map*, corrige l'image ROSAT afin d'obtenir un taux de comptage pour chaque pixel. Les images ROSAT sont ensuite additionnées et déformées afin de s'ajuster à l'astrométrie de l'image EPIC. Un bref calcul statistique sur l'image ROSAT permet d'ajuster les niveaux de gris. Un autre calcule les taux de comptage correspondant à 2, 7 et 30σ pour l'image EPIC. D'autre part, les positions des sources détectées dans le champ de vue d'EPIC sont affichées sur l'image.

Ce produit permet à l'observateur de comparer directement le flux ROSAT et celui d'XMM-Newton, il peut ainsi voir en un seul coup d'œil si de nouvelles sources sont découvertes par

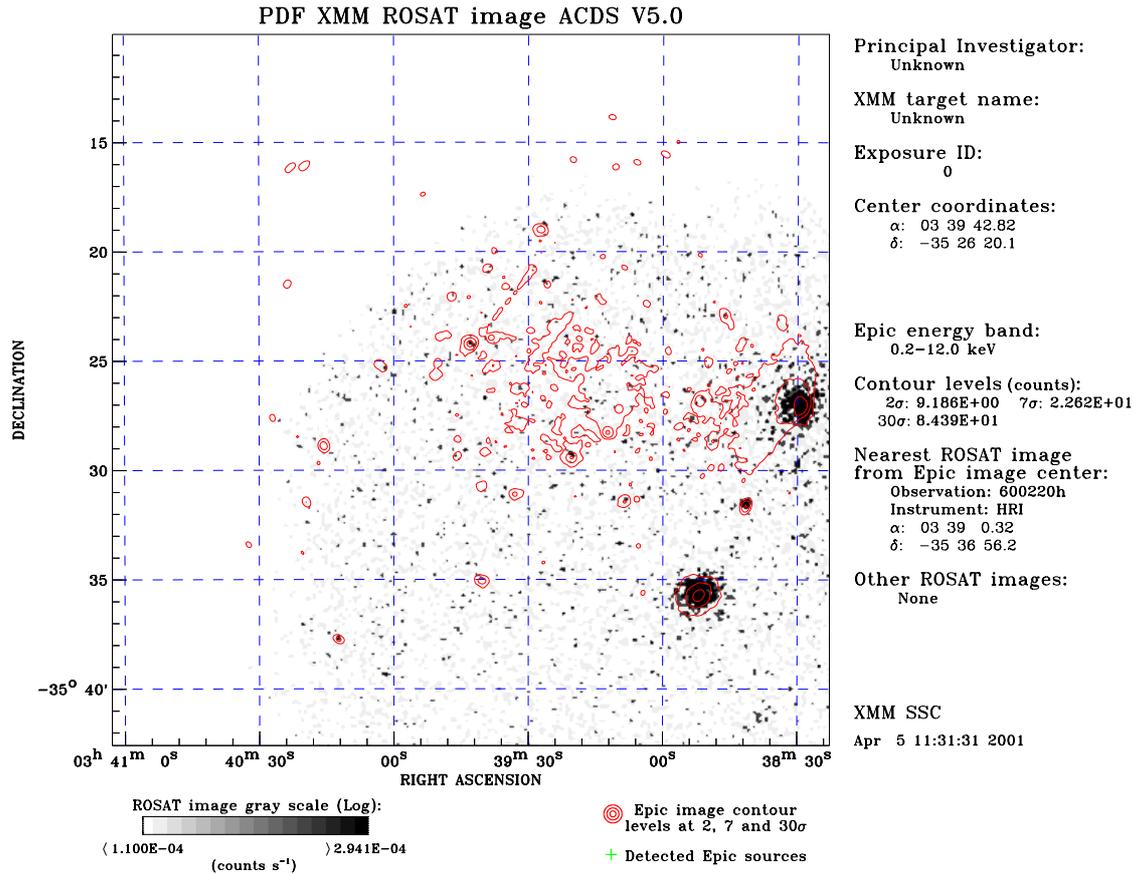


FIGURE 7.1 – EXEMPLE DU PRODUIT XMMROSAT. Les isocontours de l'image EPIC d'XMM-Newton sont superposés à l'image ROSAT du même champ.

XMM-Newton, ou si l'une d'entre elles est variable.

Chapitre 8

AXIS : Le programme d'identification optique

Sommaire

8.1	Le XMM-Newton Serendipitous Survey	107
8.2	AXIS	111

8.1 Le XMM-Newton Serendipitous Survey

Contrairement aux relevés X sur tout le ciel qui fournissent une couverture relativement superficielle, les relevés d'opportunité fournissent des observations beaucoup plus profondes et se concentrent sur des régions plus restreintes du ciel. Les précédents catalogues d'opportunité, comme ceux de ROSAT par exemple, ont été à la base de nombreuses études et ont contribué de manière significative à la connaissance du ciel X et à notre compréhension de la nature des populations galactique et extragalactique.

Le satellite XMM-Newton bénéficie de capacités inégalées pour la réalisation de relevés d'opportunité grâce au grand champ de vue des caméras EPIC et au grand débit de données assuré par les modules du télescope. Cette particularité fait que chaque observation XMM-Newton fournit une véritable moisson de sources X d'opportunité en plus des données concernant la cible originale. Lors d'une observation scientifique typique, XMM-Newton découvre entre 50 et 250 nouvelles sources X qui sont ajoutées au relevé *XMM-Newton Serendipitous Survey* à un rythme de 50 000 à 100 000 sources par an.

Le XMM-Newton Survey Science Center (SSC) a été désigné par l'ESA pour exploiter scientifiquement le *XMM-Newton Serendipitous Survey* pour le bénéfice de la communauté internationale. Cette tâche est exécutée par le SSC dans les termes d'un suivi en rayons X et d'un programme d'identification (XID).

Les produits générés par le *pipeline* fournissent une vue d'ensemble utile de l'observation pour l'observateur et constituent également des ressources d'archive clés pour la compilation du Serendipitous Source Catalogue. Ce catalogue sera basé sur les listes de sources EPIC issues du *pipeline*, et comprendra aussi des données de catalogue d'archive, et des résultats des programmes de suivi du SSC (et autres). Le SSC assurera la qualité, l'uniformité et la facilité d'utilisation du catalogue en prêtant particulièrement attention à l'information concernant les corrélations et les identifications avec les catalogues extérieurs. L'approvisionnement en information auxiliaire comme la couverture du ciel et les estimations de sensibilité est planifié de façon à assurer l'utilité scientifique du catalogue.

8.1.1 Les performances d'XMM-Newton pour les relevés d'opportunité

Le champ de vue des télescopes X d'XMM-Newton a un rayon $\sim 15 \text{ arcmin}$ au-delà duquel la réponse est très fortement dégradée. Le champ de vue est complètement couvert par les caméras EPIC MOS et EPIC pn jusqu'à un rayon $\sim 14 \text{ arcmin}$. Les fonctions d'étalement (PSF), confirmées par les données en orbite, ont une largeur équivalente à mi-hauteur (FWHM) de 5 à 7 arcsec . Le design des télescopes produit une PSF qui subit une très lente dégradation jusqu'à un rayon de $\sim 10 \text{ arcmin}$.

La transformation entre le système de coordonnées de la caméra EPIC et les coordonnées du ciel se fait avec une précision usuelle de $\sim 4 \text{ arcsec}$. Pour améliorer cette précision, l'identification croisée des sources X EPIC avec des objets optiques catalogués est utilisée dans le *pipeline* pour fournir une transformation mise à jour entre EPIC et le ciel avec une précision $\leq 1 \text{ arcsec}$ dans tout le champ EPIC. En utilisant cette approche, les positions des sources EPIC, même faibles, ont un rayon à 90 % de confiance de seulement $\sim 2 - 5 \text{ arcsec}$, limité par la précision statistique des mesures.

La plus grande incertitude sur la sensibilité d'EPIC, avant son lancement, concernait le niveau du fond tel qu'il serait en orbite. Les premières mesures effectuées sur l'observation du Lockman Hole donnent un fond de $\sim 2,1$ et $2,9 \cdot 10^{-3} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ pour la caméra pn dans la bande molle ($0,5 - 2 \text{ keV}$) et la bande dure ($2 - 10 \text{ keV}$) respectivement. On trouve des valeurs très similaires : $\sim 2,0$ et $2,6 \cdot 10^{-3} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ pour les deux caméras EPIC MOS combinées. Une grande partie de ce fond, particulièrement dans la partie X dure, est due au résidu du fond de particules avec des contributions des particules de haute énergie qui interagissent directement avec les détecteurs d'EPIC et des protons de basse énergie focalisés par les miroirs. Ces niveaux correspondent aux périodes hors des éruptions solaires pour des pointages à haute latitude galactique et semblent stables dans le temps. Durant les *flares* solaires, le fond peut augmenter d'un grand facteur (≥ 100) et des portions de ces données sont d'une utilité limitée pour la détection des sources faibles ou la détermination des surfaces de brillance d'émission faible. Par ailleurs, pour des flux très faibles, il pourrait y avoir confusion de source, mais les longues observations XMM-Newton du Lockman Hole démontrent que ce n'est pas un problème significatif ni dans la bande molle, ni dans la bande dure pour une observation de $\sim 100 \text{ ks}$ qui atteint des flux limites $f_X \sim 0,31$ et $1,4 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans les bandes molle et dure respectivement.

8.1.2 Le relevé d'opportunité : XMM-Newton Serendipitous Survey

Le flux de données important, le grand champ de vue et les qualités d'imagerie d'XMM-Newton signifient que le télescope X détecte un grand nombre de sources d'opportunité à chaque pointage. Pour quantifier le nombre attendu de ces sources, notons que pour une exposition typique de 20 ks, XMM-Newton détecte des sources allant de $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans la bande $0,5 - 2 \text{ keV}$ à $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans la bande $2 - 10 \text{ keV}$, ces valeurs se référant à une détection de 5σ pour les caméras EPIC MOS et pn combinées. La densité de ces sources X à ces niveaux de flux à haute latitude galactique a déjà été établie par des études de ROSAT dans la bande molle (Hasinger et al 1998) et a récemment été étendue dans des bandes plus dures par des études Chandra et XMM-Newton. Le *vignetting* du télescope qui réduit la sensibilité loin de l'axe et la distribution des temps d'exposition conduisent à un nombre $\sim 50 - 100$ sources par champ EPIC. La détection d'environ 30 à 40 % de celles-ci est attendue dans la bande dure.

8.1.3 Le programme d'identification : XID

Le but du programme XID est d'exploiter totalement le *XMM-Newton Serendipitous Survey*. Sa mise en place comprend deux parties :

- un programme principal dont le but est d'identifier spectroscopiquement des échantillons significatifs de sources X à un flux limite de $10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (échantillon brillant), $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (échantillon intermédiaire) et $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (échantillon faible) pour les hautes latitudes galactiques et $\sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour le programme galactique ;
- un programme d'imagerie dont le but est de fournir des images optiques et infrarouges profondes en diverses couleurs d'un grand nombre de champs XMM-Newton pour faciliter les identifications statistiques.

Pour exploiter au mieux le potentiel du XMM-Newton Serendipitous Survey dans le contexte d'un large panel de programmes scientifiques, la première étape clé est l'identification des sources X, c.à.d. l'établissement d'une classification en différents types d'objets. Pour le XMM-Newton Serendipitous Survey, les observations X elles-mêmes fourniront les paramètres de base de chaque objet : la position sur le ciel, le flux X pour toutes les sources et le spectre X, l'extension spatiale et la variabilité temporelle pour les objets les plus brillants. Cette seule information peut, dans quelques cas, suffire à identifier le type d'objet, mais pour la grande majorité des sources, une information supplémentaire est nécessaire pour une classification claire de l'objet. Une partie de cette information viendra des catalogues astronomiques existants, ou de grands relevés optiques, infrarouges et radio (*ex* : SDSS, 2MASS, Denis, FIRST/NVSS), mais il est clair que l'exploitation totale du XMM-Newton Serendipitous Survey nécessite un programme substantiel de nouvelles observations, principalement dans l'optique et l'infrarouge grâce aux moyens terrestres.

Le but premier du programme de suivi du SSC (XID) est de s'assurer que le potentiel du XMM-Newton Serendipitous Survey sera totalement exploitable par la communauté astronomique. Pour assurer une utilité maximale du programme XID, ses résultats feront partie de la XMM-Newton Science Archive. L'intérêt de la construction d'un catalogue d'identification statistique de sources EPIC est la fourniture de larges échantillons homogènes pour l'étude des propriétés

TABLEAU 8.1 – TÉLESCOPES ET INSTRUMENTS UTILISÉS POUR L'IMAGERIE ET LA SPECTROSCOPIE DANS LE PROGRAMME XID.

Observatoire	Télescope	Instrument	Utilisation
ORM, La Palma	2,5 m INT	WFC	Imagerie optique
		CIRSI	Imagerie IR proche
	2,6 m NOT	ALFSOSC	Spectroscopie longue fente
	3,5 m TNG	DOLORES	Spectroscopie longue fente
	4,2 m WHT	AF2/WYFOS	Spectroscopie par fibres
ESO	2,2 m	ISIS	Spectroscopie longue fente
	3,6 m	WFI	Imagerie optique
CFH	3,6 m CFHT		
Las Campanas	6,5 m Magellan	LDSS2	Spectroscopie multi-objets
Hawaii/NAOJ	8 m Subaru	FOCAS	Imagerie et spectroscopie multi-fentes

de classe et la recherche d'objets rares.

Le XID se divise en deux programmes : le "Core Programme" et le "Imaging Programme".

Le but du Core Programme est d'obtenir la classification d'un échantillon bien défini de sources X à partir de champs XMM-Newton sélectionnés, principalement en utilisant l'imagerie et la spectroscopie optique et infrarouge. L'imagerie est nécessaire à la fois pour localiser précisément les candidats potentiels et pour révéler leur morphologie, alors que la spectroscopie optique fournit les diagnostics nécessaires pour la classification de l'objet et pour la détermination des paramètres basiques tels que le décalage vers le rouge. L'objectif principal est d'obtenir un échantillon complètement identifié qui pourra être utilisé pour caractériser la population des sources XMM-Newton avec assez de précision pour pouvoir utiliser les paramètres X et optiques de base pour assigner une identification statistique à une grande portion de toutes les sources du XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue.

Il est nécessaire pour cela d'avoir deux échantillons : un à haute latitude galactique et un à basse latitude galactique.

Les observations optiques utilisées par le programme XID sont menées grâce à divers télescopes et instruments autour de la planète (voir Tableau 8.1). C'est à ce titre qu'une petite partie de ce travail de thèse a été consacrée à une mission d'observation au William Hershel Telescope de l'Isaac Newton Group of Telescopes en décembre 2000.

Malgré de mauvaises conditions météorologiques (2,5 nuits perdues sur 4), il a été possible de récolter les spectres longue-fente de quelques champs d'AXIS (G 133, Mkn 3, Mkn 205 et GRB 001). Le lecteur pourra trouver les informations concernant le programme XID et AXIS dans Severgnini *et al.* (2002) et Barcons *et al.* (2002).

8.2 **AXIS**

AXIS (An XMM-Newton International Survey) s'emploie à construire le cœur du programme XID du SSC en fournissant les ressources terrestres essentielles à l'exploitation des données d'XMM-Newton. AXIS a été conçu pour utiliser de façon optimale l'instrumentation des télescopes de l'Observatoire del Roque de los Muchachos. Les buts observationnels d'AXIS sont :

- l'imagerie grand champ multi-couleurs en optique et en infrarouge des champs XMM-Newton qui seront utilisés comme cibles spectroscopiques pour les échantillons faible et intermédiaire et pour le programme d'imagerie ;
- l'imagerie optique et/ou infrarouge des champs autour des positions des sources X qui ne montrent pas de contrepartie optique ou infrarouge évidente ;
- l'identification spectroscopique de plusieurs centaines de sources de l'échantillon intermédiaire et de l'échantillon galactique, incluant un nombre important de sources absorbées ;
- l'identification spectroscopique de jusqu'à 100 sources X dans l'échantillon brillant.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Nous ne sommes qu'au commencement de l'étude des sources X Ultra-Lumineuses et leur importance ne doit pas être sous-estimée. Comprendre les ULX c'est comprendre la formation des trous noirs massifs, l'évolution des binaires X et la géométrie de l'accrétion à des valeurs proches ou supérieures à la limite d'Eddington.

La nature des ULX est multiple, mais les observations X actuelles sont insuffisantes pour discriminer les trous noirs de masse stellaire qui accrètent près de la limite d'Eddington (micro-quasars), les trous noirs accrétants dont l'émission X est collimatée et les trous noirs de masse intermédiaire.

Néanmoins, en complétant ces données par une approche multi-longueurs d'onde, il est possible de s'approcher plus près de la solution. C'est ce que ce travail démontre. Bien qu'on ne soit qu'au début de ce genre d'étude, plusieurs résultats sont suffisamment significatifs.

Il est maintenant clair que plusieurs ULX sont associées à des nébuleuses ionisées visibles en optique. Le cas de NGC 1313 X-2 est à ce titre un des plus intéressants. La bulle qui entoure l'ULX semble avoir été créée par la matière éjectée de cette puissante source. D'autre part, il est intéressant de noter que si la plupart des ULX sont associées à des sursauts de formation d'étoiles, NGC 1313 X-2 et Holmberg IX sont situées loin de tout autre objet jeune. Existe-t-il plusieurs populations d'ULX ?

Un autre des résultats majeurs de cette thèse est qu'elle apporte une preuve de l'existence des trous noirs stellaires de masse intermédiaire. Holmberg II X-1 est un trou noir d'environ cinquante masses solaires ! Parmi les galaxies les plus calmes, les ULX semblent préférer les environnements de faible métallicité. Dans le groupe de M 81 par exemple, on ne trouve qu'un seul objet de ce type dans M 81 elle-même, mais on peut voir des ULX dans les galaxies naines IC 2574, NGC 2403, Holmberg II et Holmberg IX. Il est bien connu que l'évolution stellaire procède différemment dans de tels environnements, principalement du fait que le vent des étoiles de faible métallicité est fortement réduit dans le stade pré-supernova. Ce qui conduit naturellement à des progéniteurs plus massifs qui en conséquence s'effondrent en trous noirs plus massifs.

Perspectives

L'identification des ULX n'est pas une chose facile. Les informations sur l'émission X dont nous disposons actuellement sont très parcellaires. Si Einstein et ROSAT ont permis la décou-

verte de ces sources, l'information spectrale est très insuffisante pour pouvoir déterminer sans ambiguïté la nature de l'émission. Les données du satellite ASCA qui couvre un domaine de longueurs d'onde plus étendu n'ont pas réussi à combler ce manque. On commence seulement à analyser les observations de Chandra et d'XMM-Newton, dont les premiers résultats montre qu'il faudra vraisemblablement réaliser des observations encore plus profondes pour augmenter la qualité de l'ajustement des modèles de l'émission X.

Entre autre chose, cette thèse démontre également qu'une étude multi-longueurs d'onde est indispensable si l'on veut percer à jour la véritable nature des ULX. Même s'il ne s'agit ici que des premiers résultats, ils sont indubitablement très prometteurs. En effet, s'il est difficile de dénicher la contrepartie optique d'une ULX, il semble maintenant clair que les effets des interactions entre la source X et le milieu interstellaire laissent des empreintes dans les longueurs d'onde optiques, qui sont autant d'indices sur la nature de ces objets.

L'utilisation de télescopes optiques plus puissants constitue la prochaine étape indispensable. Le VLT (Very Large Telescope de l'ESO) et le télescope spatial HST (Hubble Space Telescope de la NASA) permettront d'observer l'environnement des ULX avec une meilleure résolution spatiale et collecteront plus de flux. Ils permettront ainsi de réaliser la spectroscopie optique des objets faibles et des jets observés pour ces sources. D'autre part, il sera nécessaire de réaliser un suivi optique pour la recherche de variabilité de ces sources, afin de savoir s'il existe une corrélation avec celle détectée en rayons X.

Il faudra également élargir le panel d'observation aux longueurs d'onde radio afin d'observer des objets similaires à SS433-W50 situés à plusieurs Mpc.

Un travail important, incombera également aux théoriciens qui devront développer des modèles d'évolution des trous noirs dans les binaires X pour un environnement de faible métallicité.

Bibliographie

- Aaronson, M. 1978, *PASP* **90**, 28
- Abell, G. O. et Margon, B. 1979, *Nature* **279**, 701
- Bajaja, E., Huchtmeier, W. K., et Klein, U. 1994, *A&A* **285**, 385
- Balucinska-Church, M. et McCammon, D. 1992, *ApJ* **400**, 699
- Barcons, X., Carrera, F. J., Watson, M. G., McMahan, R. G., Aschenbach, B., Freyberg, M. J., Page, K., Page, M. J., Roberts, T. P., Turner, M. J. L., Barret, D., Brunner, H., Ceballos, M. T., Della Ceca, R., Guillout, P., Hasinger, G., Maccacaro, T., Mateos, S., Motch, C., Negueruela, I., Osborne, J. P., Pérez-Fournon, I., Schwöpe, A., Severgnini, P., Szokoly, G. P., Webb, N. A., Wheatley, P. J., et Worrall, D. M. 2002, *A&A* **382**, 522
- Begelman, M. C. et Cioffi, D. F. 1989, *ApJ* **345**, L21
- Begelman, M. C., Hatchett, S. P., McKee, C. F., Sarazin, C. L., et Arons, J. 1980, *ApJ* **238**, 722
- Bohuski, T. J., Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., et Smith, M. G. 1972, *ApJ* **175**, 329
- Bonnarel, F., Fernique, P., Bienaymé, O., Egret, D., Genova, F., Louys, M., Ochsenbein, F., Wenger, M., et Bartlett, J. G. 2000, *A&AS* **143**, 33
- Bregman, J. N., Cox, C. V., et Tomisaka, K. 1993, *ApJ* **415**, L79
- Brown, G. E., Heger, A., Langer, N., Lee, C.-H., Wellstein, S., et Bethe, H. A. 2001, *New Astronomy* **6**, 457
- Carignan, C. 1985, *ApJS* **58**, 107
- Chevalier, R. A. 1974, *ApJ* **188**, 501
- Chevalier, R. A. et Clegg, A. W. 1985, *Nature* **317**, 44
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., et Bertschinger, E. 1988, *ApJ* **334**, 252
- Colbert, E. J. M. et Mushotzky, R. F. 1999, *ApJ* **519**, 89
- Colbert, E. J. M., Petre, R., Schlegel, E. M., et Ryder, S. D. 1995, *ApJ* **446**, 177
- Cox, D. P. 1972, *ApJ* **178**, 143
- Crampton, D. et Hutchings, J. B. 1981, *ApJ* **251**, 604
- Crillon, R. et Monnet, G. 1969, *A&A* **2**, 1
- De Robertis, M. M., Dufour, R. J., et Hunt, R. W. 1987, *JRASC* **81**, 195
- Dickey, J. M. et Lockman, F. J. 1990, *ARA&A* **28**, 215
- Dickow, R. 1995, *Titre a voir*, Thèse, Kiel Universität

- Dinerstein, H. L. et Shields, G. A. 1986, *ApJ* **311**, 45
- Dopita, M. A., Binette, L., Dodorico, S., et Benvenuti, P. 1984, *ApJ* **276**, 653
- Dopita, M. A. et Sutherland, R. S. 1995, *ApJ* **455**, 468
- Dubner, G. M., Holdaway, M., Goss, W. M., et Mirabel, I. F. 1998, *AJ* **116**, 1842
- Ebisuzaki, T., Makino, J., Tsuru, T. G., Funato, Y., Portegies Zwart, S., Hut, P., McMillan, S., Matsushita, S., Matsumoto, H., et Kawabe, R. 2001, *ApJ* **562**, L19
- Ekers, R. D. et Sancisi, R. 1977, *A&A* **54**, 973
- Elvis, M. et van Speybroeck, L. 1982, *ApJ* **257**, L51
- Fabbiano, G. 1988, *ApJ* **325**, 544
- Fabbiano, G. 1989, *ARA&A* **27**, 87
- Fabbiano, G. 1996, *MPE Report* **263**, 347
- Fabbiano, G. et Trinchieri, G. 1987, *ApJ* **315**, 46
- Fabian, A. C. et Ward, M. J. 1993, *MNRAS* **263**, L51+
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., et Verner, E. M. 1998, *PASP* **110**, 761
- Fourniol, N. 1997, *Observation X et optiques d'un échantillon de galaxies HII*, Thèse, Observatoire de Strasbourg
- Freyberg, M. et Egger, R. 1999, in *Proceedings of the Symposium "Highlights in X-ray Astronomy in honour of Joachim Trümper's 65th birthday"*, eds. B.Aschenbach & M.J.Freyberg, *MPE Report* 272, pp 278–281
- Gaensler, B. M. 1998, *ApJ* **493**, 781
- Gelatt, A. E., Hunter, D. A., et Gallagher, J. S. 2001, *PASP* **113**, 142
- Goad, M. R., Roberts, T. P., Knigge, C., et Lira, P. 2002, *MNRAS* **335**, L67
- Gonzalez-Delgado, R. M., Perez, E., Diaz, A. I., Garcia-Vargas, M. L., Terlevich, E., et Vilchez, J. M. 1995, *ApJ* **439**, 604
- Grevesse, N. et Anders, E. 1989, in *AIP Conf. Proc. 183 : Cosmic Abundances of Matter*, pp 1–8
- Griffiths, R. E. et Padovani, P. 1990, *ApJ* **360**, 483
- Hayakawa, S. 1981, *PASJ* **33**, 365
- Heckman, T. M., Robert, C., Leitherer, C., Garnett, D. R., et van der Rydt, F. 1998, *ApJ* **503**, 646
- Hodge, P., Strobel, N. V., et Kennicutt, R. C. 1994, *PASP* **106**, 309
- Hunter, D. A. 1984, *ApJ* **276**, L35
- Hunter, D. A. et Gallagher, J. S. 1990, *ApJ* **362**, 480
- Hunter, D. A. et Gallagher, J. S. 1992, *ApJ* **391**, L9
- Immler, S., Vogler, A., Ehle, M., et Pietsch, W. 1999, *A&A* **352**, 415
- Immler, S. et Wang, Q. D. 2001, *ApJ* **554**, 202

- Körding, E., Falcke, H., et Markoff, S. 2002, *A&A* **382**, L13
- Kallman, T. R. et McCray, R. 1982, *ApJS* **50**, 263
- Kellogg, E., Baldwin, J. R., et Koch, D. 1975, *ApJ* **199**, 299
- King, A. 1995, *X-ray binaries*, Chapt. 10 Accretion in close binaries, p. 419, Cambridge University Press, Lewin, W.H.G., van Paradijs, J. and van den Heuvel, E.P.J. eds.
- King, A. R., Davies, M. B., Ward, M. J., Fabbiano, G., et Elvis, M. 2001, *ApJ* **552**, L109
- King, A. R. et Ritter, H. 1999, *MNRAS* **309**, 253
- King, A. R., Taam, R. E., et Begelman, M. C. 2000, *ApJ* **530**, L25
- Kirshner, R. P. et Chevalier, R. A. 1980, *ApJ* **242**, L77+
- Komossa, S. et Schulz, H. 1998, *A&A* **339**, 345
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., Hwang, U., Matsuura, M., Ozaki, M., et Holt, S. S. 1995, *Nature* **378**, 255
- Kubota, A., Mizuno, T., Makishima, K., Fukazawa, Y., Kotoku, J., Ohnishi, T., et Tashiro, M. 2001, *ApJ* **547**, L119
- La Parola, V., Peres, G., Fabbiano, G., Kim, D. W., et Bocchino, F. 2001, *ApJ* **556**, 47
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., Delgado, R. M. G. , Robert, C., Kune, D. F., de Mello, D. . F., Devost, D., et Heckman, T. M. 1999, *ApJS* **123**, 3
- Lemaitre, G., Kohler, D., Lacroix, D., Meunier, J. P., et Vin, A. 1990, *A&A* **228**, 546
- Long, K. S. et van Speybroeck, L. P. 1983, in *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources*, pp 117–146
- Maeder, A. 1992, *A&A* **264**, 105
- Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., Ohnishi, T., Tashiro, M., Aruga, Y., Asai, K., Dotani, T., Mitsuda, K., Ueda, Y., Uno, S., Yamaoka, K., Ebisawa, K., Kohmura, Y., et Okada, K. 2000, *ApJ* **535**, 632
- Marcelin, M. et Gondoin, P. 1983, *A&AS* **51**, 353
- Markoff, S., Falcke, H., et Fender, R. 2001, *A&A* **372**, L25
- Matonick, D. M. et Fesen, R. A. 1997, *ApJS* **112**, 49
- McCray, R. 1983, *Highlights in Astronomy* **6**, 565
- McKee, C. F. 1974, *ApJ* **188**, 335
- McKee, C. F. et Ostriker, J. P. 1977, *ApJ* **218**, 148
- Mewe, R., Kaastra, J. S., et Liedahl, D. A. 1995, *Legacy* **6** p. 16
- Miller, B. W. 1995, *ApJ* **446**, L75
- Miller, B. W. et Hodge, P. 1994, *ApJ* **427**, 656
- Miller, S., Schlegel, E. M., Petre, R., et Colbert, E. 1998, *AJ* **116**, 1657
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., Makishima, K., Matsuoka, M., Ogawara, Y., Suzuki, K., Tanaka, Y., Shibasaki, N., et Hirano, T. 1984, *PASJ* **36**, 741
- Miyaji, T., Lehmann, I., et Hasinger, G. . 2001, *AJ* **121**, 3041

- Motch, C., Pakull, M. W., et Pietsch, W. 1994, in *"Violent Star Formation from 30 Doradus to QSO's"*, Puerto Naos, La Palma, Canary Island, Spain, ed. G. Tenorio-Tagle, p. 208
- Mukai, K., Pence, W. D., Snowden, S. L., et Kuntz, K. D. 2002, *ApJ*
- Nagase, F. 1989, *PASJ* **41**, 1
- Noeske, K. G., Guseva, N. G., Fricke, K. J., Izotov, Y. I., Papaderos, P., et Thuan, T. X. 2000, *A&A* **361**, 33
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.
- Pagel, B. E. J., Simonson, E. A., Terlevich, R. J., et Edmunds, M. G. 1992, *MNRAS* **255**, 325
- Pakull, M. et Mirioni, L. 2002, in *Proc. Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era" ESTEC*
- Pakull, M. W. 1991, in *IAU Symp. 143 : Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, Vol. 143, p. 391
- Pakull, M. W. et Angebault, L. P. 1986, *Nature* **322**, 511
- Papaderos, P. et Fricke, K. J. 1998, *A&A* **338**, 31
- Podsiadlowski, P. et Rappaport, S. 2000, *ApJ* **529**, 946
- Podsiadlowski, P., Rappaport, S., et Han, Z. 2002, *MNRAS*
- Poutanen, J. et Zdziarski, A. A. 2002, in *New Views on MICROQUASARS, the Fourth Microquasars Workshop, Institut d'Etudes Scientifiques de Cargèse, Corsica, France, May 27 - June 1, 2002. Edited by Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, and J. Rodriguez. Published by the Center for Space Physics : Kolkata (India), p. 87, pp 87–+*
- Pritchett, C. J., Schade, D., Richer, H. B., Crabtree, D., et Yee, H. K. C. 1987, *ApJ* **323**, 79
- Puche, D., Westpfahl, D., Brinks, E., et Roy, J. 1992, *AJ* **103**, 1841
- Raymond, J. C. et Smith, B. W. 1977, *ApJS* **35**, 419
- Rayo, J. F., Peimbert, M., et Torres-Peimbert, S. 1982, *ApJ* **255**, 1
- Read, A. M. et Pietsch, W. 1999, *A&A* **341**, 8
- Rhode, K. L., Salzer, J. J., Westpfahl, D. J., et Radice, L. A. 1999, *AJ* **118**, 323
- Roberts, T. P., Goad, M. R., Ward, M. J., Warwick, R. S., O'Brien, P. T., Lira, P., et Hands, A. D. P. 2001, *MNRAS* **325**, L7
- Roberts, T. P. et Warwick, R. S. 2000, *MNRAS* **315**, 98
- Ryder, S. D., Staveley-Smith, L., Malin, D., et Walsh, W. 1995, *AJ* **109**, 1592
- Sabbadin, F., Ortolani, S., et Falomo, R. 1984, *A&A* **137**, 177
- Sandage, A. et Tammann, G. A. 1974, *ApJ* **194**, 559
- Sanders, D. B. et Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A* **34**, 749
- Schlegel, E. M., Barrett, P., et Singh, K. P. 1997, *AJ* **113**, 1296
- Schlegel, E. M., Petre, R., Colbert, E. J. M., et Miller, S. 2000, *AJ* **120**, 2373

- Schulz, H., Knake, A., et Schmidt-Kaler, T. 1994, *A&A* **288**, 425
- Searle, L. 1971, *ApJ* **168**, 327
- Sedov, L. I. 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, New York : Academic Press, 1959
- Severgnini, P., Barcons, X., The Axis Consortium, et The Xmm-Newton Survey Science Center 2002, in *ASP Conf. Ser. 258 : Issues in Unification of Active Galactic Nuclei*, pp 253–+
- Shakura, N. I. et Sunyaev, R. A. 1973, *A&A* **24**, 337
- Shull, J. M. 1993, in *ASP Conf. Ser. 35 : Massive Stars : Their Lives in the Interstellar Medium*, pp 327–+
- Snowden, S. L., Mukai, K., Pence, W., et Kuntz, K. D. 2001, *AJ* **121**, 3001
- Spitzer, L. 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, Physics of Fully Ionized Gases, New York : Interscience (2nd edition), 1962
- Stasińska, G. 1990, *A&AS* **83**, 501
- Stewart, G. C., Fabian, A. C., Terlevich, R. J., et Hazard, C. 1982, *MNRAS* **200**, 61P
- Stewart, S. G., Fanelli, M. N., Byrd, G. G., Hill, J. K., Westpfahl, D. J., Cheng, K., O’Connell, R. W., Roberts, M. S., Neff, S. G., Smith, A. M., et Stecher, T. P. 2000, *ApJ* **529**, 201
- Stoeckel, J. T., Wang, Q. D., Perlman, E. S., Donahue, M. E., et Schachter, J. F. 1995, *AJ* **109**, 1199
- Swartz, D. A., Ghosh, K. K., Suleimanov, V., Tennant, A. F., et Wu, K. 2002, *ApJ* **574**, 382
- Tanaka, Y. et Lewin, W. H. G. 1995, *X-ray binaries*, p. 126, Cambridge University Press, Lewin, W.H.G., van Paradijs, J. and van den Heuvel, E.P.J. eds.
- Tarter, C. B., Tucker, W. H., et Salpeter, E. E. 1969, *ApJ* **156**, 943
- Taylor, G. I. 1950, in *Proc. Soc. London A*, Vol. 201, p. 159
- Tongue, T. D. et Westpfahl, D. J. 1995, *AJ* **109**, 2462
- Tully, R. B. 1988, *Nearby galaxies catalog*, Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1988, 221 p.
- Véron-Cetty, M. P. et Véron, P. 2000, *A&A Rev.* **10**, 81
- Véron-Cetty, M.-P. et Véron, P. 2001, *A&A* **374**, 92
- van den Heuvel, E. 1992, *X-Ray Binaries and Recycled Pulsars*, Chapt. Formation and evolution of neutron star binaries, p. 233, Cambridge University Press, van den Heuvel, E.P.J. and Rappaport, S.A. eds.
- van den Heuvel, E. P. J. 1983, in *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources*, pp 303–341
- Verbunt, F. et van den Heuvel, E. 1995, *X-ray binaries*, Chapt. 11 Formation and evolution of neutron stars and black holes in binaries, p. 419, Cambridge University Press, Lewin, W.H.G., van Paradijs, J. and van den Heuvel, E.P.J. eds.
- Véron, P., Lindblad, P. O., Zuiderwijk, E. J., Véron, M. P., et Adam, G. 1980, *A&A* **87**, 245
- Vogler, A. et Pietsch, W. 1996, *A&A* **311**, 35
- Vogler, A. et Pietsch, W. 1997, *A&A* **319**, 459

- Vogler, A. et Pietsch, W. 1999, *A&A* **352**, 64
- Vogler, A., Pietsch, W., et Bertoldi, F. 1997, *A&A* **318**, 768
- Walter, F., Kerp, J., Duric, N., Brinks, E., et Klein, U. 1998, *ApJ* **502**, L143
- Wang, Q. D., Immler, S., et Pietsch, W. 1999, *ApJ* **523**, 121
- Watarai, K., Mizuno, T., et Mineshige, S. 2001, *ApJ* **549**, L77
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., et Moore, R. 1977, *ApJ* **218**, 377
- Weedman, D. W., Feldman, F. R., Balzano, V. A., Ramsey, L. W., Sramek, R. A., et Wu, C.-C. 1981, *ApJ* **248**, 105
- Wellstein, S. et Langer, N. 1999, *A&A* **350**, 148
- White, N., Nagase, F., et Parmar, A. 1995, *X-ray binaries*, Chapt. 1 The properties of X-ray binaries, p. 1, Cambridge University Press, Lewin, W.H.G., van Paradijs, J. and van den Heuvel, E.P.J. eds.
- Whitford, A. E. 1958, *AJ* **63**, 201
- Williams, R. M. et Chu, Y. 1995, *ApJ* **439**, 132
- Woltjer, L. 1972, *ARA&A* **10**, 129
- Zealey, W. J., Dopita, M. A., et Malin, D. F. 1980, *MNRAS* **192**, 731
- Zezas, A. L., Georgantopoulos, I., et Ward, M. J. 1999, *MNRAS* **308**, 302
- Zombeck, M. V. 1990, *Handbook of space astronomy and astrophysics*, Cambridge : University Press, 1990, 2nd ed.

ANNEXES

Annexe A

Atlas des sources observées

NOTICE

Les sections suivantes, présentent les images optiques obtenues sur divers instruments. Les images dans les bandes B, R, H_{α} , H_{α} -continu, U et V sont représentées respectivement par les couleurs bleu, rouge, vert, vert, violet et jaune. Les images multi-couleurs sont les superpositions des images B (si elles existent), R et H_{α} -continu. La position X est donnée par la croix superposée à l'image et le cercle représente l'erreur sur cette position pour l'intervalle de confiance de 90% (Les valeurs du rayon de ce cercle sont données dans le tableau A.1).

Les tableaux présentent les magnitudes B et R des objets contenus dans le cercle d'erreur sur la position X. Les magnitudes absolues ont été calculées en ne tenant compte que de l'absorption galactique dans la direction de la source.

TABLEAU A.1 – Liste des sources observées.

Nom	A.D. (2000)	Dec. (2000)	R _{90%} (")	Distance [◇] (Mpc)	L _{X(0,1–2,4 keV)} (10 ³⁸ erg s ⁻¹) [♣]	Contrepartie	Page
NGC55 X-7	00 15 28,91	-39 13 18,9	2	1,6 ^a	20 ^a	étoile ? ; région HII	A-3
NGC1313 X-3	03 17 38,60	-66 33 03,0	2	4,5 ^b	50 ^b	SN	A-5
NGC1313 X-1	03 18 20,00	-66 29 11,0	2	4,5 ^b	30 ^c	néb. phot. par les X	A-7
NGC1313 X-2	03 18 22,20	-66 36 03,0	2	4,5 ^b	17 ^c	bulle	A-9
NGC1365 X-1	03 33 34,58	-36 09 37,8	5	19,8 ^c	24 ^d	?	A-12
IC 342 X-1	03 45 55,70	+68 04 58,0	5	4,0 ^b	60 ^{e,*}	bulle	A-14
Holmberg II X-1	08 19 29,78	+70 42 18,9	5	3,2 ^d	70 ^f	néb. phot. par les X	A-18
M81 X-6	09 55 33,02	+69 00 33,5	2	3,2 ^d	14 ^g	bulle	A-22
Holmberg IX X-1	09 57 53,96	+69 03 47,1	5	3,2 ^d	64 ^h	bulle	A-24
IC 2574 X-1	10 28 43,15	+68 28 16,1	2	3,2 ^d	2 ⁱ	étoile	A-26
NGC4449 X-1	12 28 09,31	+44 05 08,3	2	3,7 ^e	3 ^j	amas	A-28
NGC4559 X-7	12 35 51,72	+27 56 04,2	2	9,7 ^b	60 ^k	amas ?	A-30
NGC4559 X-10	12 35 58,59	+27 57 42,1	2	9,7 ^b	70 ^k	?	A-32
NGC4631 H7	12 41 55,61	+32 32 17,0	2	7,5 ^b	9 ^l	amas ? ; région HII	A-34
NGC4861 X-2	12 59 00,60	+34 50 44,0	5	10,7 ^f	60 ^f	amas ? ; région HII	A-36
NGC4861 X-1	12 59 01,80	+34 51 12,0	5	10,7 ^f	60 ^f	région HII ?	A-38
NGC5204 X-1	13 29 38,60	+58 25 06,0	2	4,8 ^b	52 ^{m,**}	étoile ; bulle	A-40
M83 X-30	13 37 20,04	-29 53 46,7	5	8,9 ^g	38 ⁿ	?	A-42
NGC5408 X-1	14 03 19,66	-41 22 58,5	2	8,0 ^h	200 ^o	région HII	A-44
M101 S8	14 04 14,22	+54 26 03,6	3	7,2 ^g	20 ^p	étoile ?	A-48
NGC7714 X-2	23 36 15,40	+02 09 21,5	5	37,9 ^f	800 ^q	?	A-50
NGC7793 P13	23 57 51,30	-32 37 23,0	5	3,4 ⁱ	9 ^r	étoile ? ; région HII ?	A-52

♣ R_{90%} : Une erreur de 2" correspond à la position Chandra, 3" à la position Chandra qui n'a pas pu être corrigée et 5" à la position ROSAT HRI.

◇ Distances : ^aPritchett *et al.* (1987), ^bTully (1988), ^cSchulz *et al.* (1994), ^dPuche *et al.* (1992), ^eBajajia *et al.* (1994), ^fHeckman *et al.* (1998), ^gSandage & Tammann (1974), ^hStewart *et al.* (1982), ⁱCarignan (1985).

♣ Luminosités X : *L_{X(0,5–10 keV)}, **L_{X(0,5–8 keV)}, ^aSchlegel *et al.* (1997), ^bMiller *et al.* (1998), ^cColbert & Mushotzky (1999), ^dKomossa & Schulz (1998), ^eKubota *et al.* (2001), ^fFourniol (1997), ^gFabbiano (1988), ^hMiller (1995), ⁱWalter *et al.* (1998), ^jVogler & Pietsch (1997), ^kVogler *et al.* (1997), ^lVogler & Pietsch (1996), ^mRoberts *et al.* (2001), ⁿImmler *et al.* (1999), ^oFabian & Ward (1993), ^pWang *et al.* (1999), ^qPapaderos & Fricke (1998), ^rRead & Pietsch (1999).

A.1 NGC 55 X-7

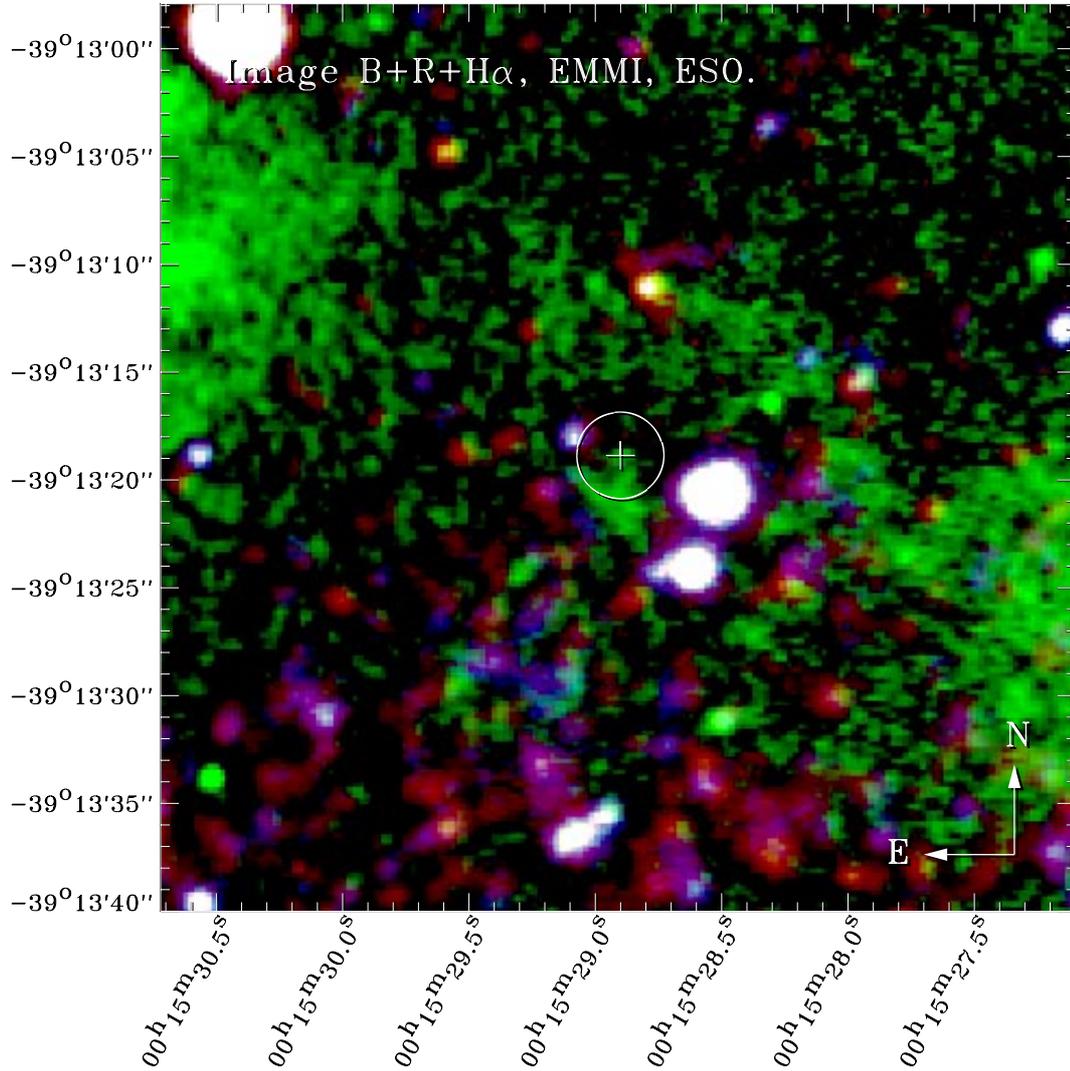


FIGURE A.1 – NGC 55 X-7

TABLEAU A.2 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 55 X-7. $N_H = 1.74 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
00 15 29.08	-39 13 17.9	22.13	21.42	0.72	-3.99	-4.67	0.68
00 15 29.09	-39 13 19.8	23.13	22.89	0.23	-3.00	-3.20	0.20

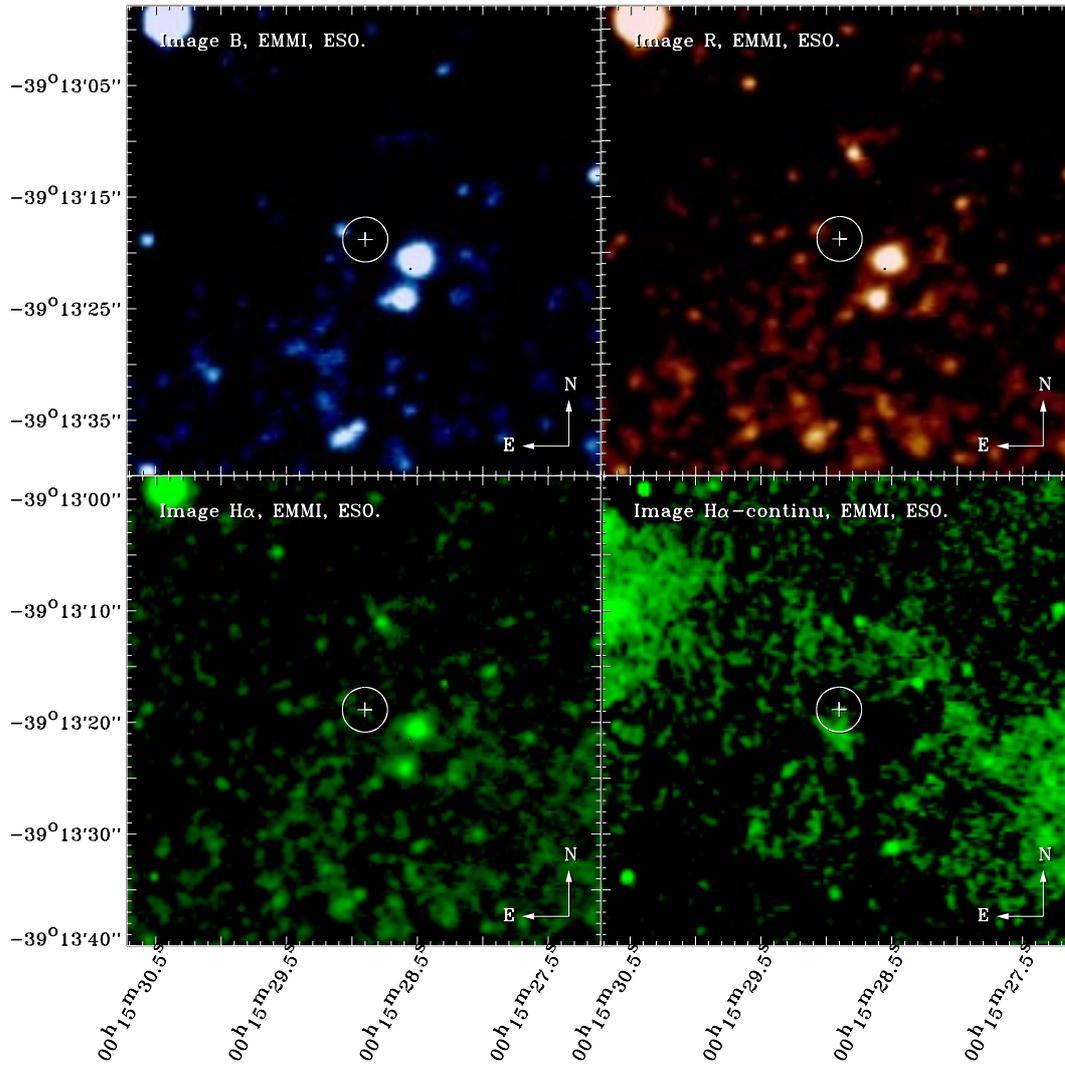


FIGURE A.2 – NGC 55 X-7

A.2 NGC 1313 X-3

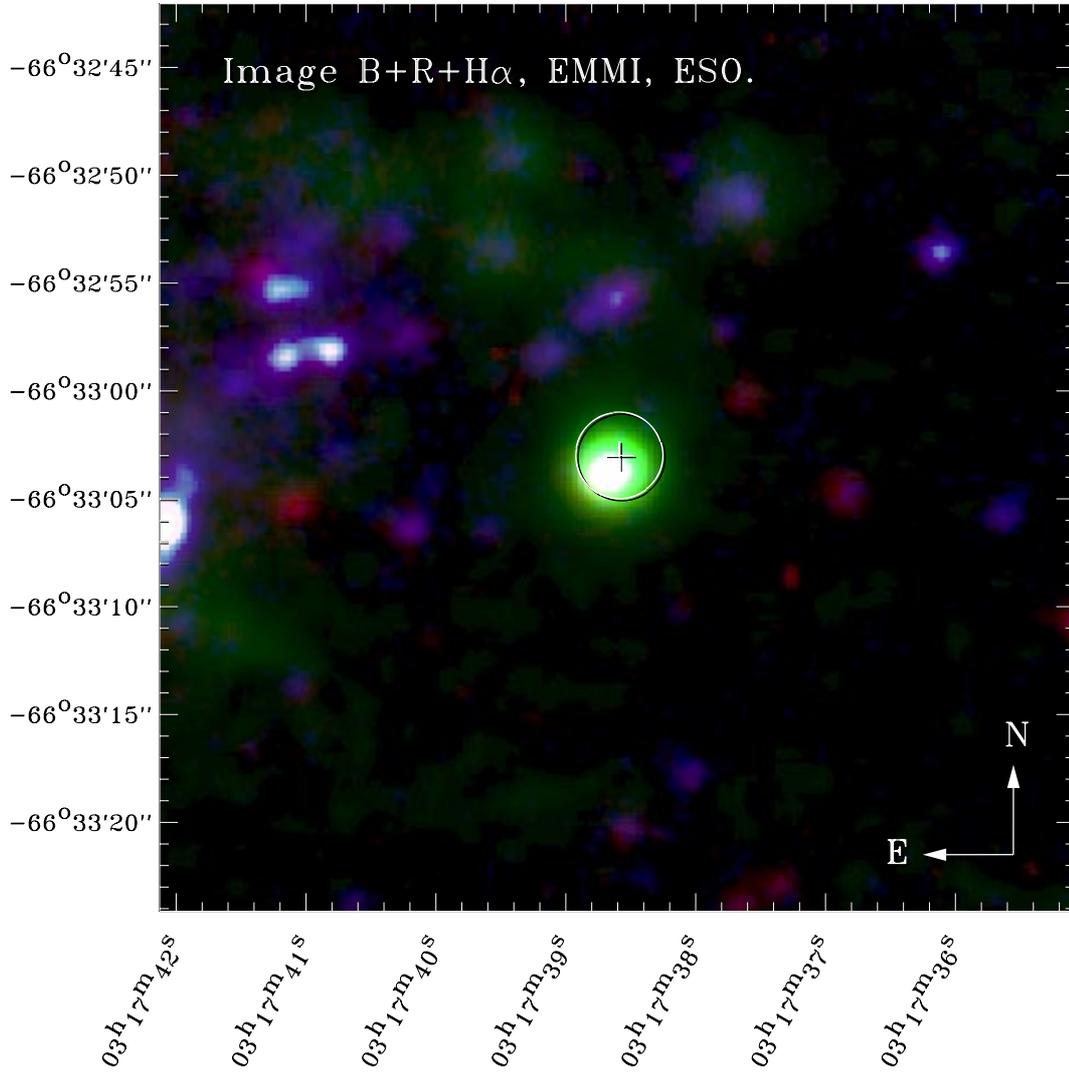


FIGURE A.3 – NGC 1313 X-3

TABLEAU A.3 – MAGNITUDES B ET R DE NGC 1313 X-3. $N_H = 3.8810^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
03 17 38.70	-66 33 03.8	20.17	18.99	1.17	-8.34	-9.43	1.09

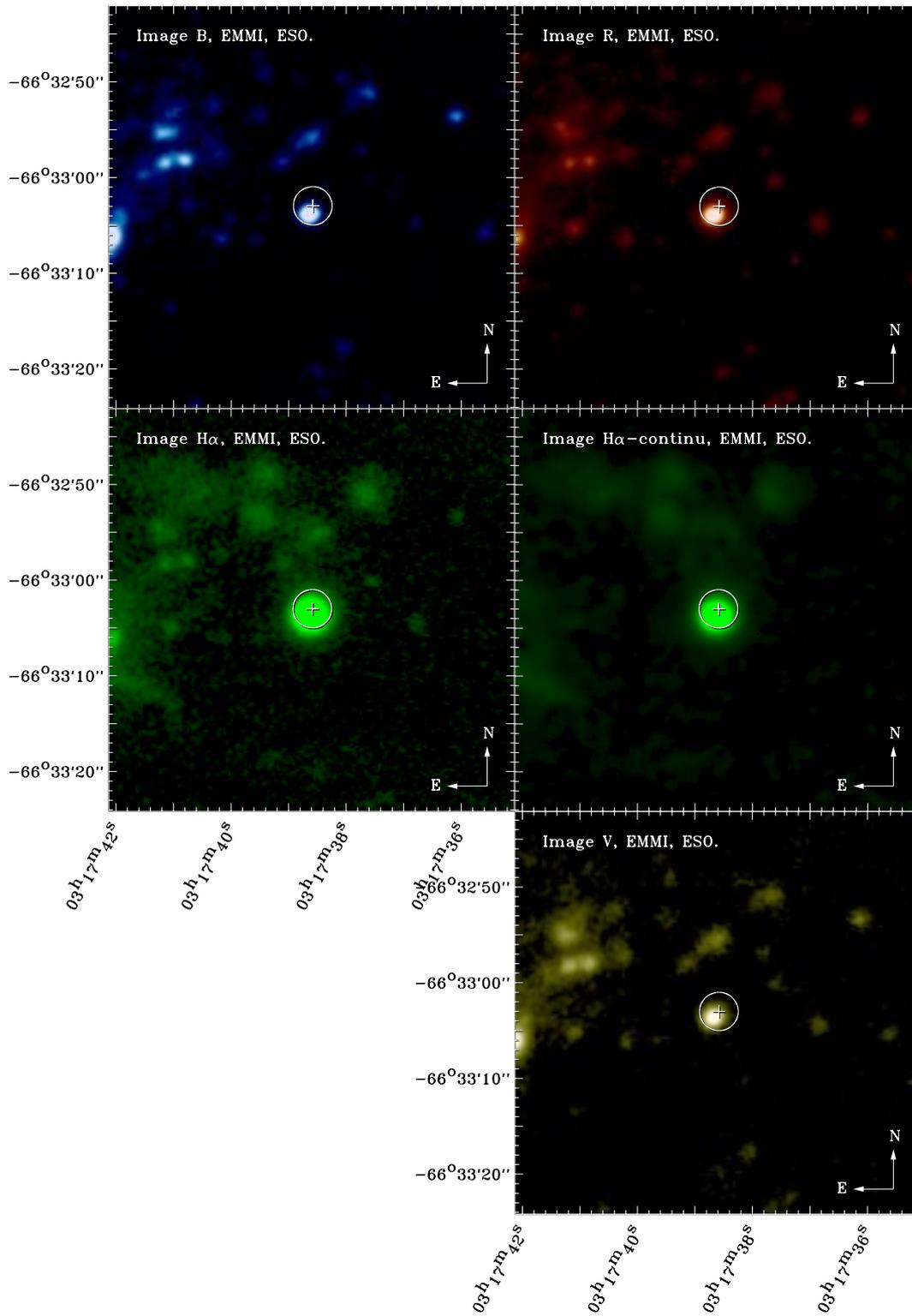


FIGURE A.4 – NGC 1313 X-3

A.3 NGC 1313 X-1

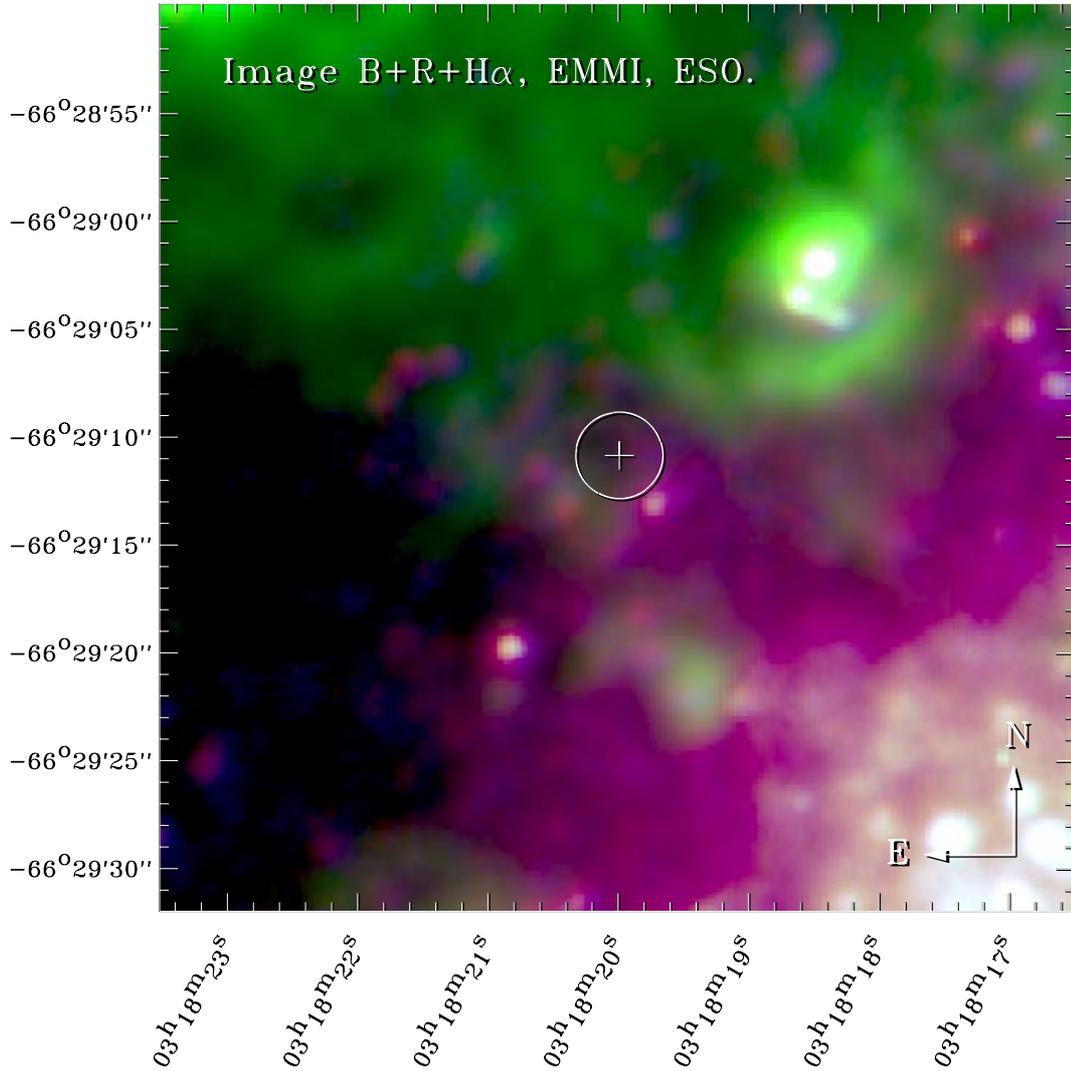


FIGURE A.5 – NGC 1313 X-1

TABLEAU A.4 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 1313 X-1. $N_H = 3.96 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
03 18 19.73	-66 29 03.6	22.00	22.46	-0.46	-6.51	-5.97	-0.54
03 18 20.08	-66 29 07.1	-	22.80	-	-	-5.63	-
03 18 20.54	-66 29 06.8	21.78	21.40	0.38	-6.73	-7.02	0.30
03 18 20.68	-66 29 08.9	21.91	21.93	-0.02	-6.60	-6.49	-0.11

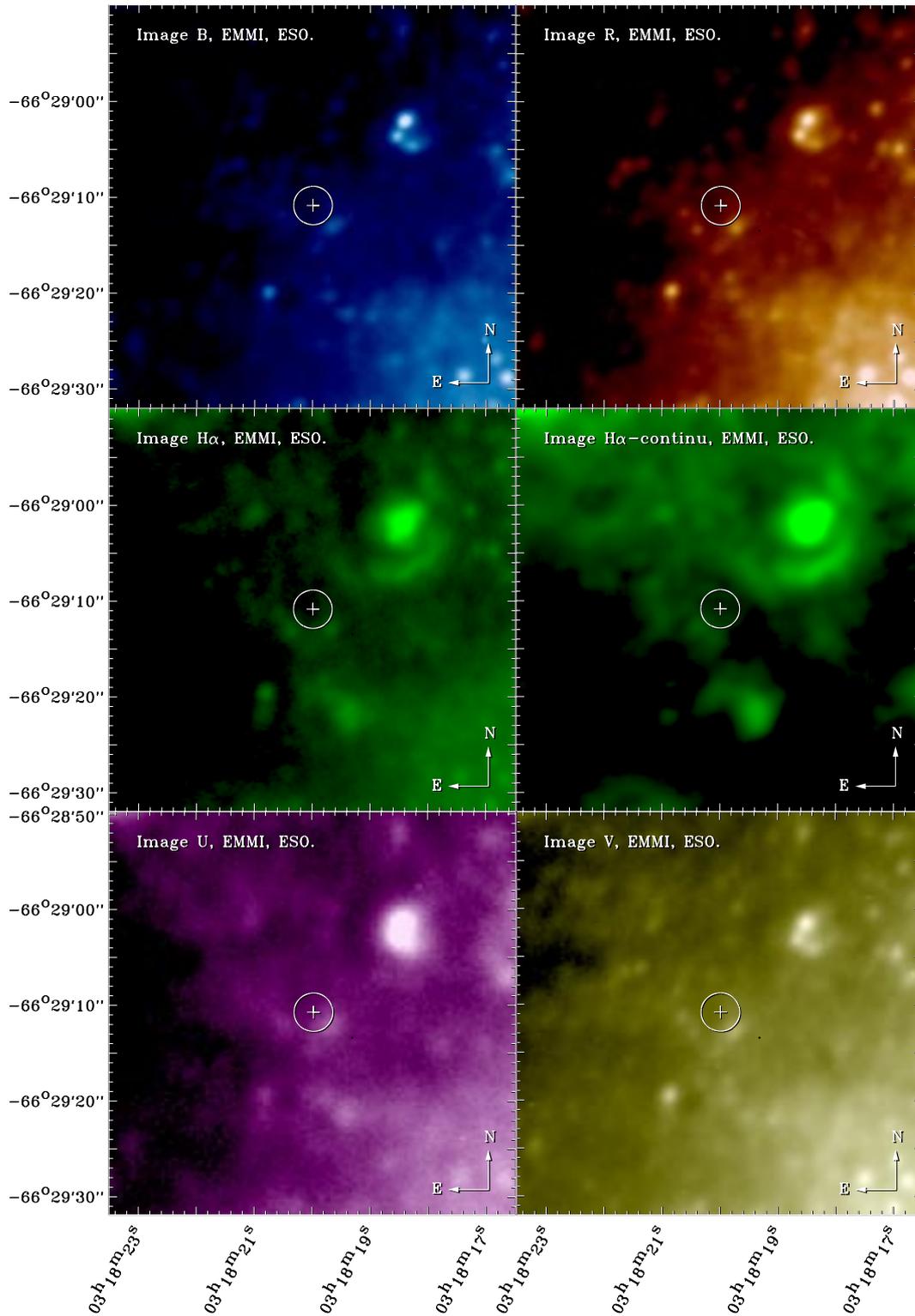


FIGURE A.6 – NGC 1313 X-1

A.4 NGC 1313 X-2

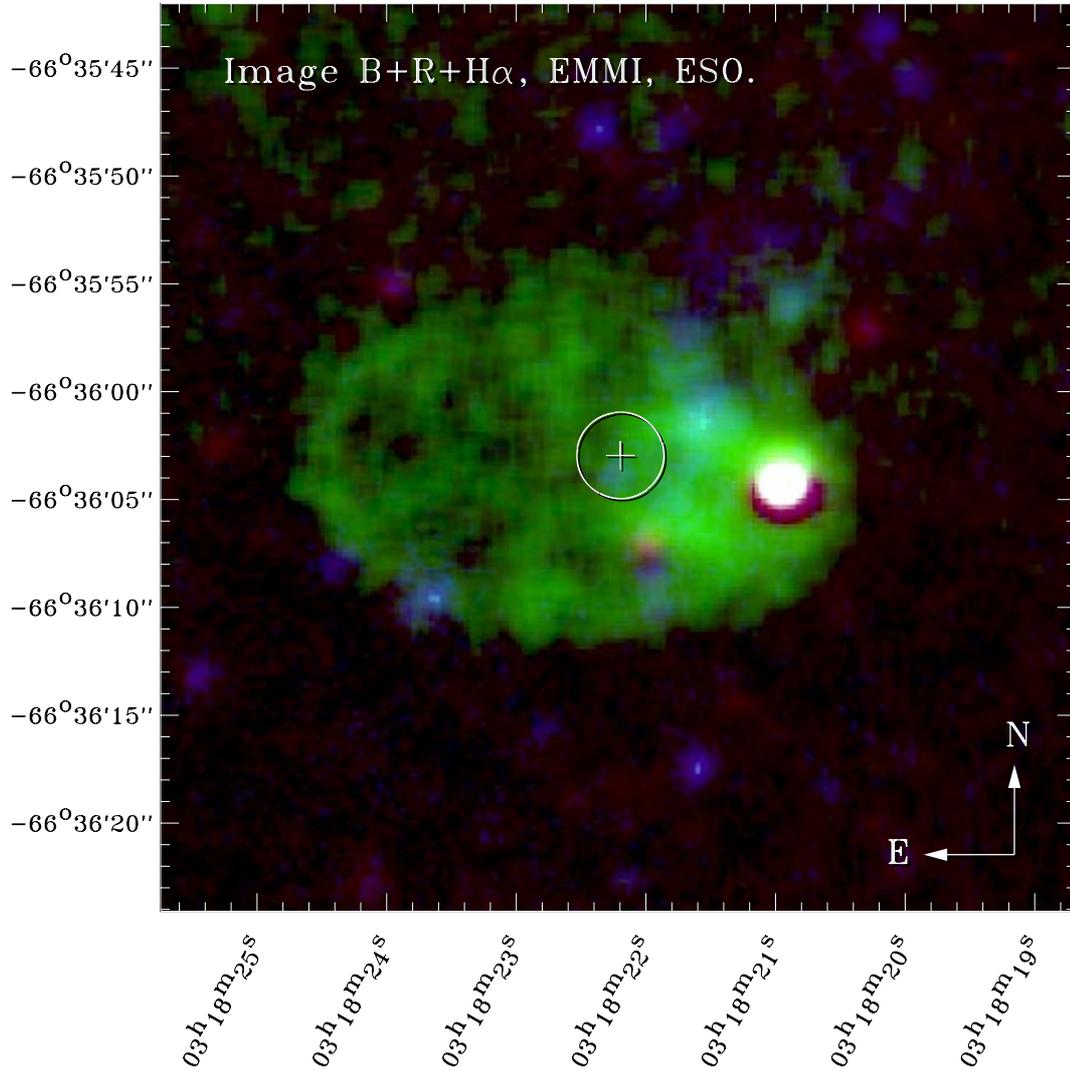


FIGURE A.7 – NGC 1313 X-2

TABLEAU A.5 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 1313 X-2. $N_H = 3.94 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
03 18 20.93	-66 36 04.2	20.24	17.84	2.40	-8.27	-10.58	2.31
03 18 21.54	-66 36 01.4	21.95	-	-	-6.55	-	-
03 18 21.95	-66 36 07.1	-	20.85	-	-	-7.57	-
03 18 22.27	-66 36 04.2	23.30	22.55	0.76	-5.21	-5.88	0.67

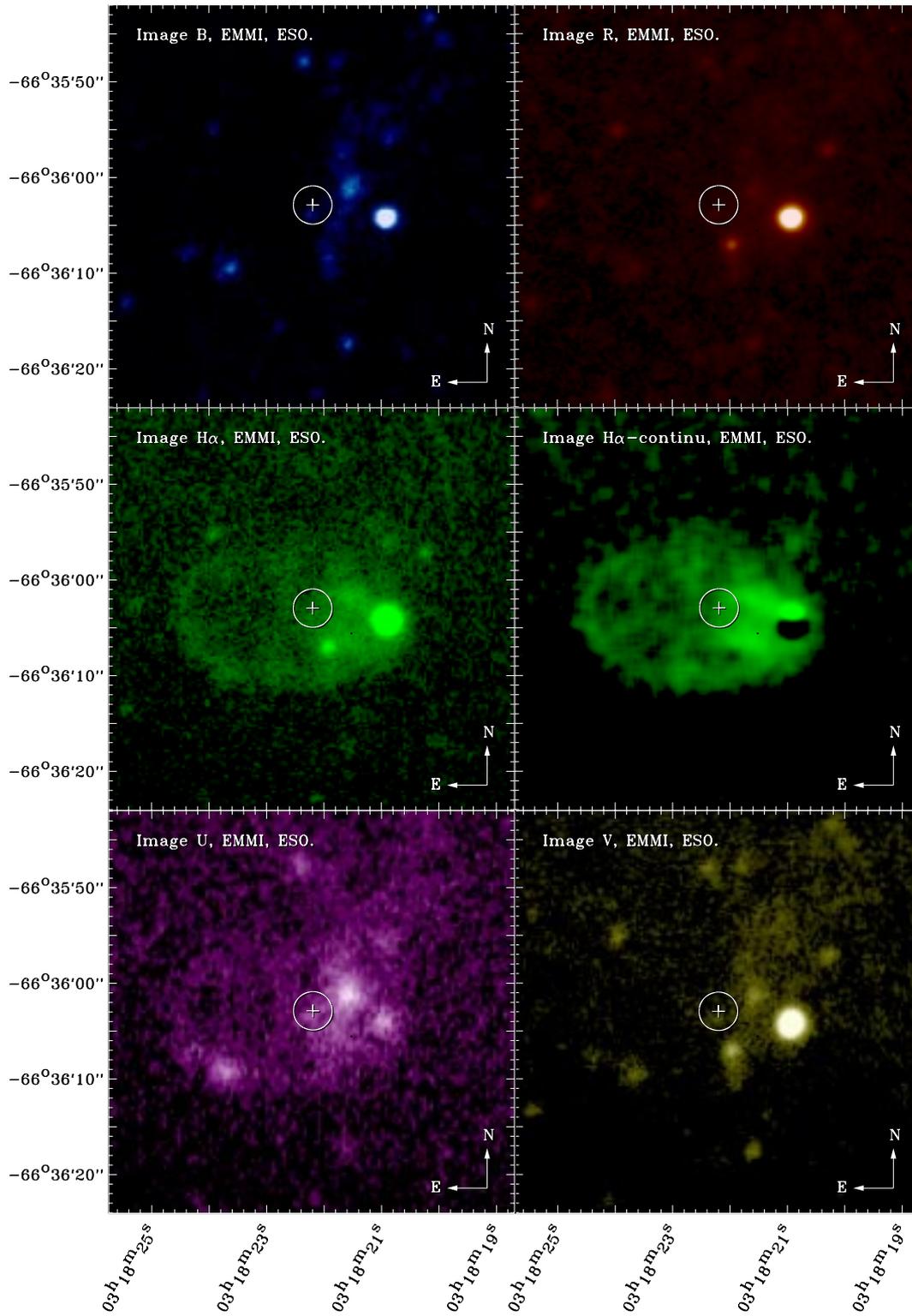


FIGURE A.8 – NGC 1313 X-2

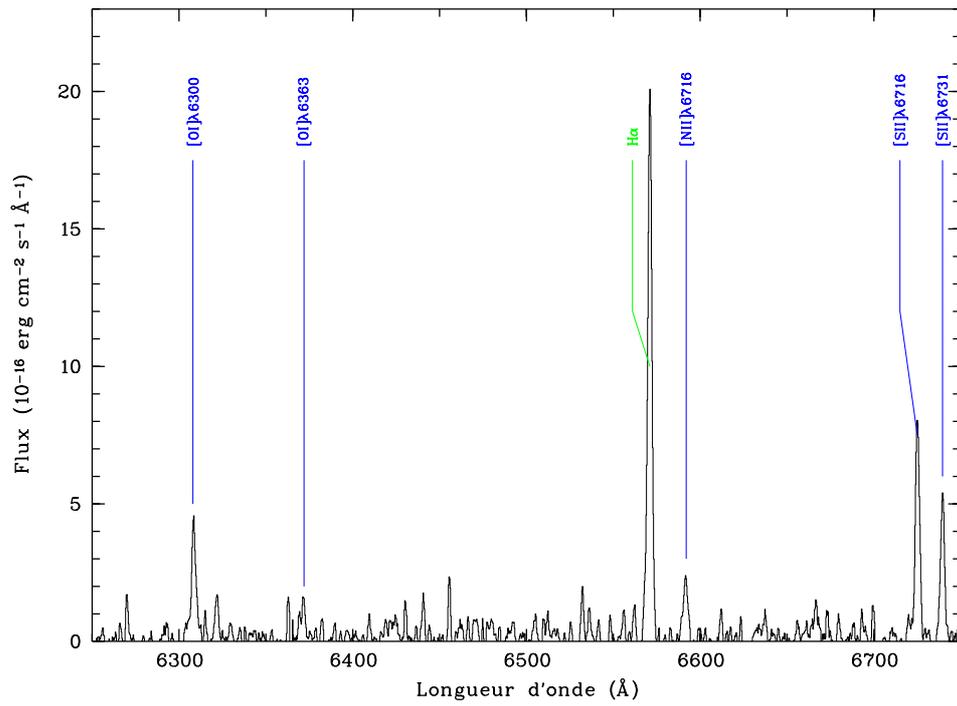


FIGURE A.9 – SPECTRE OPTIQUE HAUTE RÉOLUTION DE LA BULLE AUTOUR DE NGC 1313 X-2

A.5 NGC 1365 X-1

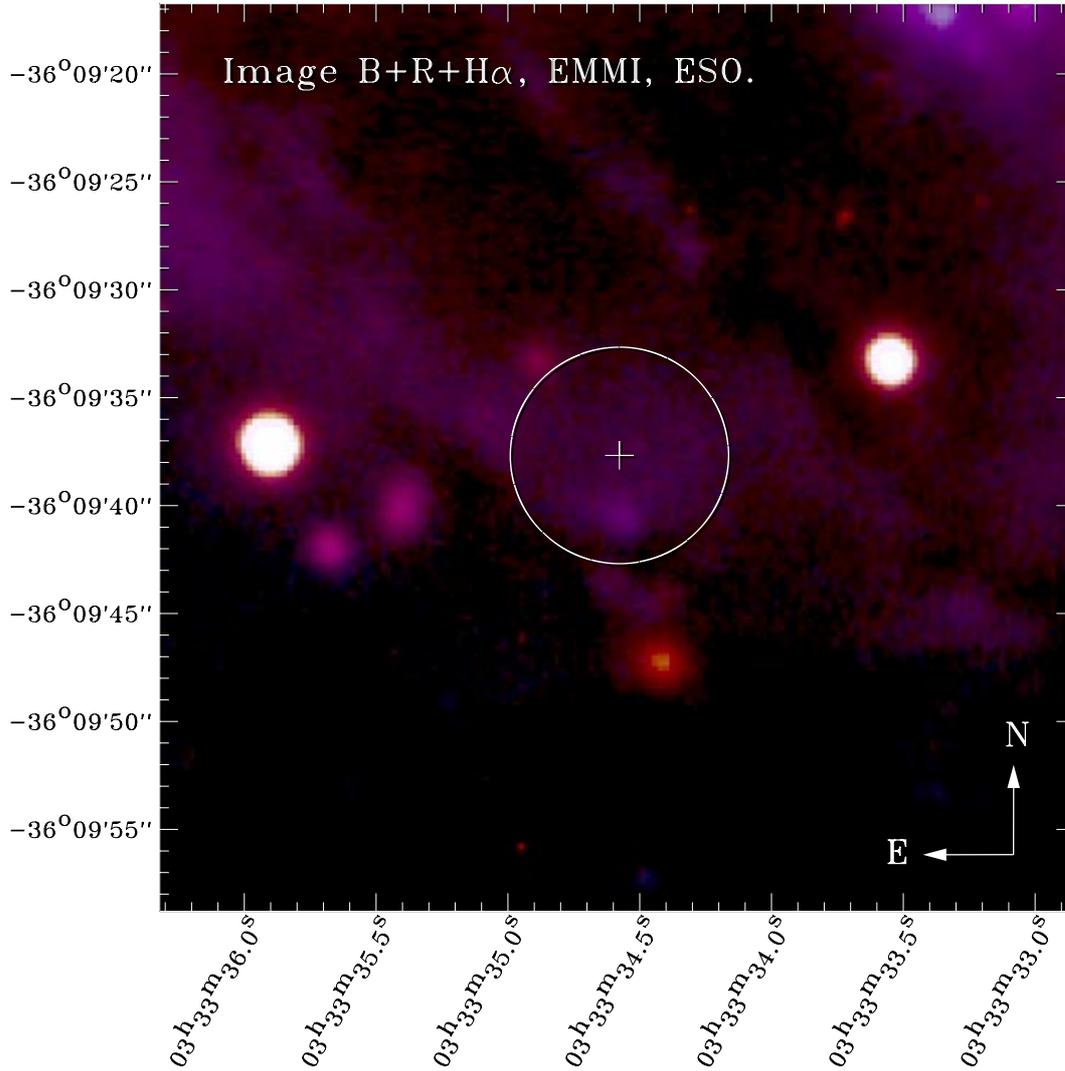


FIGURE A.10 – NGC 1365 X-1

TABLEAU A.6 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 1365 X-1. $N_H = 1.43 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
03 33 34.56	-36 09 40.9	21.96	21.78	0.18	-9.61	-9.76	0.15

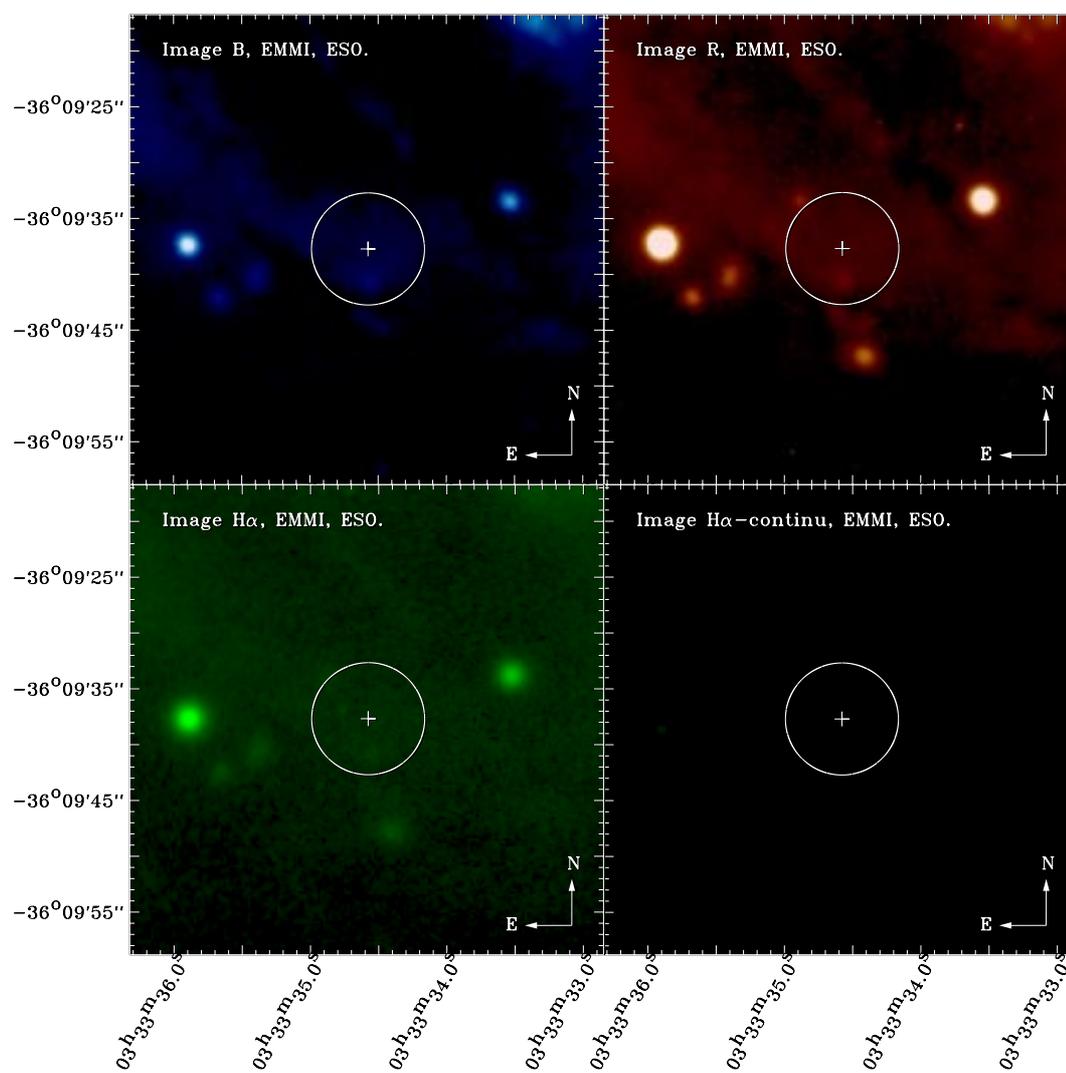


FIGURE A.11 – NGC 1365 X-1

A.6 IC342 X-1

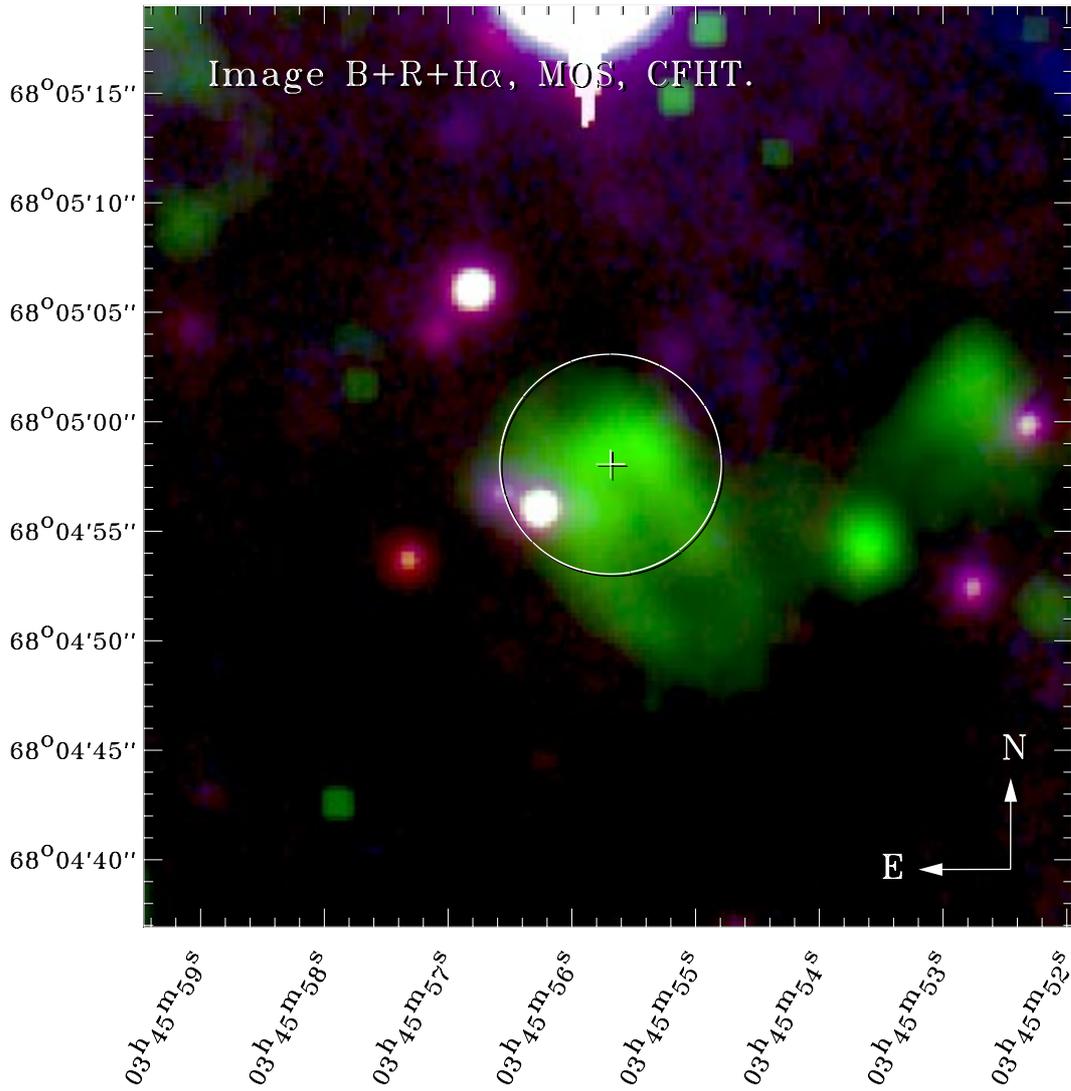


FIGURE A.12 – IC342 X-1

TABLEAU A.7 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE IC 342 X-1. $N_H = 2.939 \cdot 10^{21} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
03 45 56.21	+68 04 56.2	20.23	18.22	2.01	-9.83	-11.21	1.37
03 45 56.58	+68 04 56.9	20.42	18.57	1.85	-9.64	-10.86	1.22

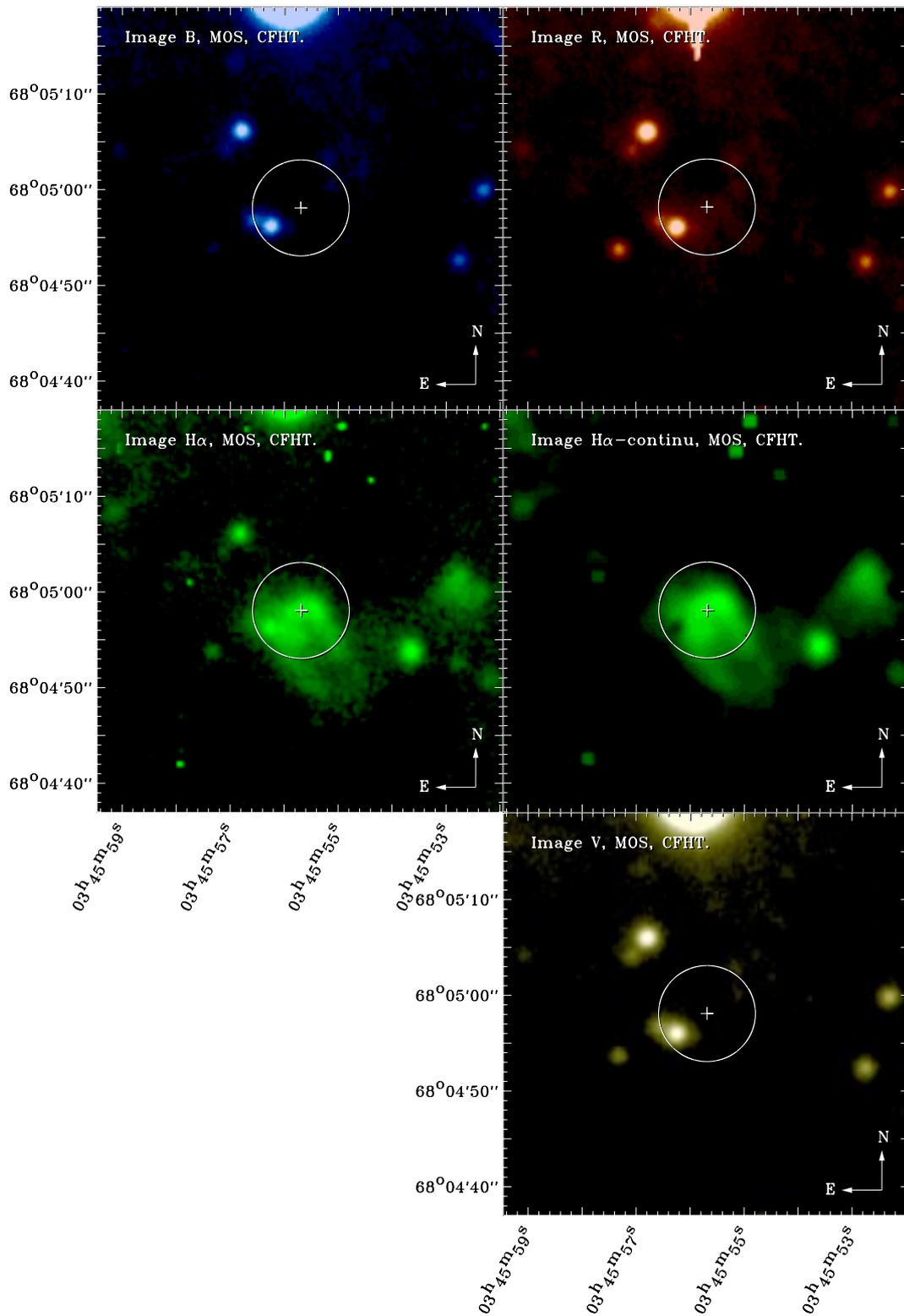


FIGURE A.13 – IC342 X-1

A.7 LMC X-1

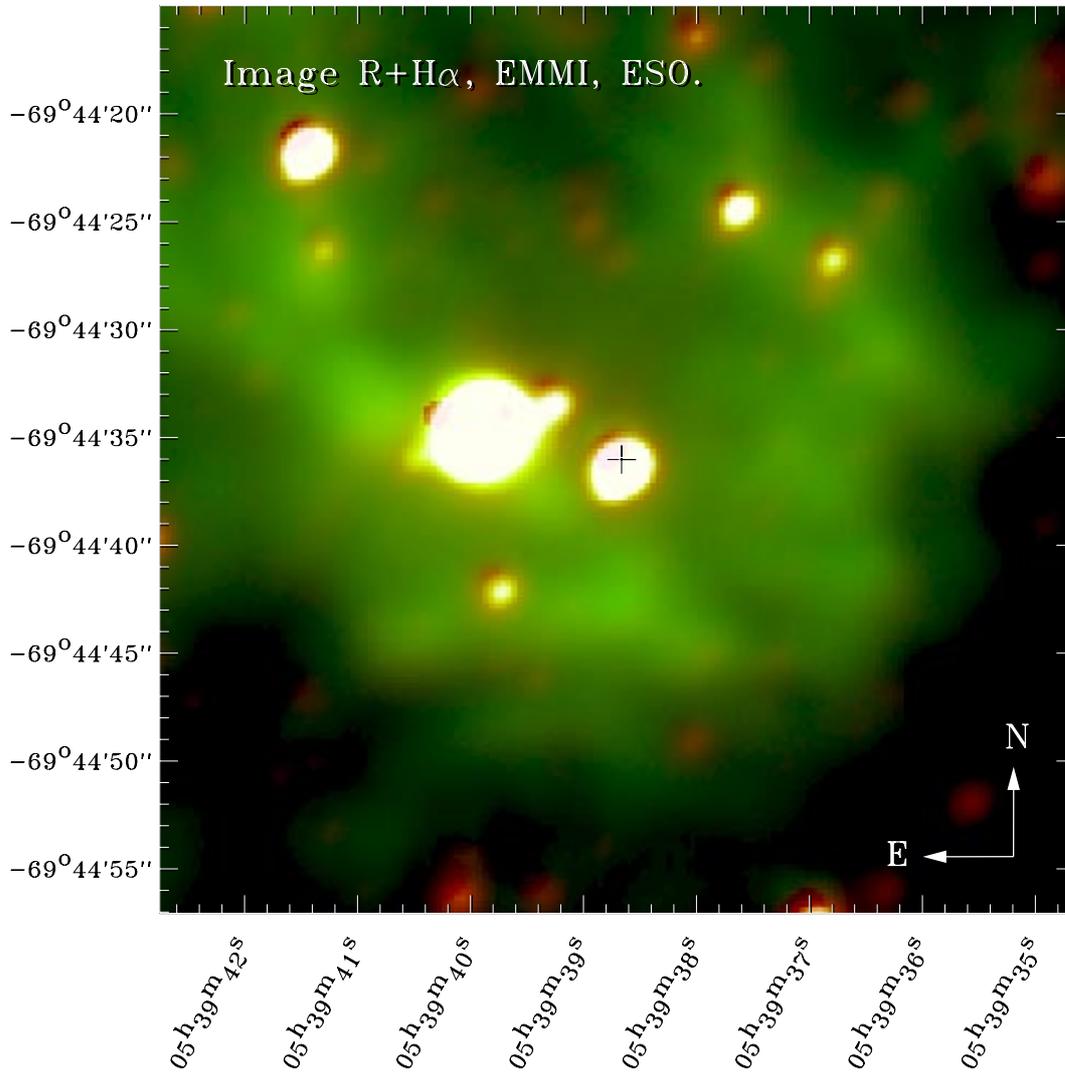


FIGURE A.14 – LMC X-1

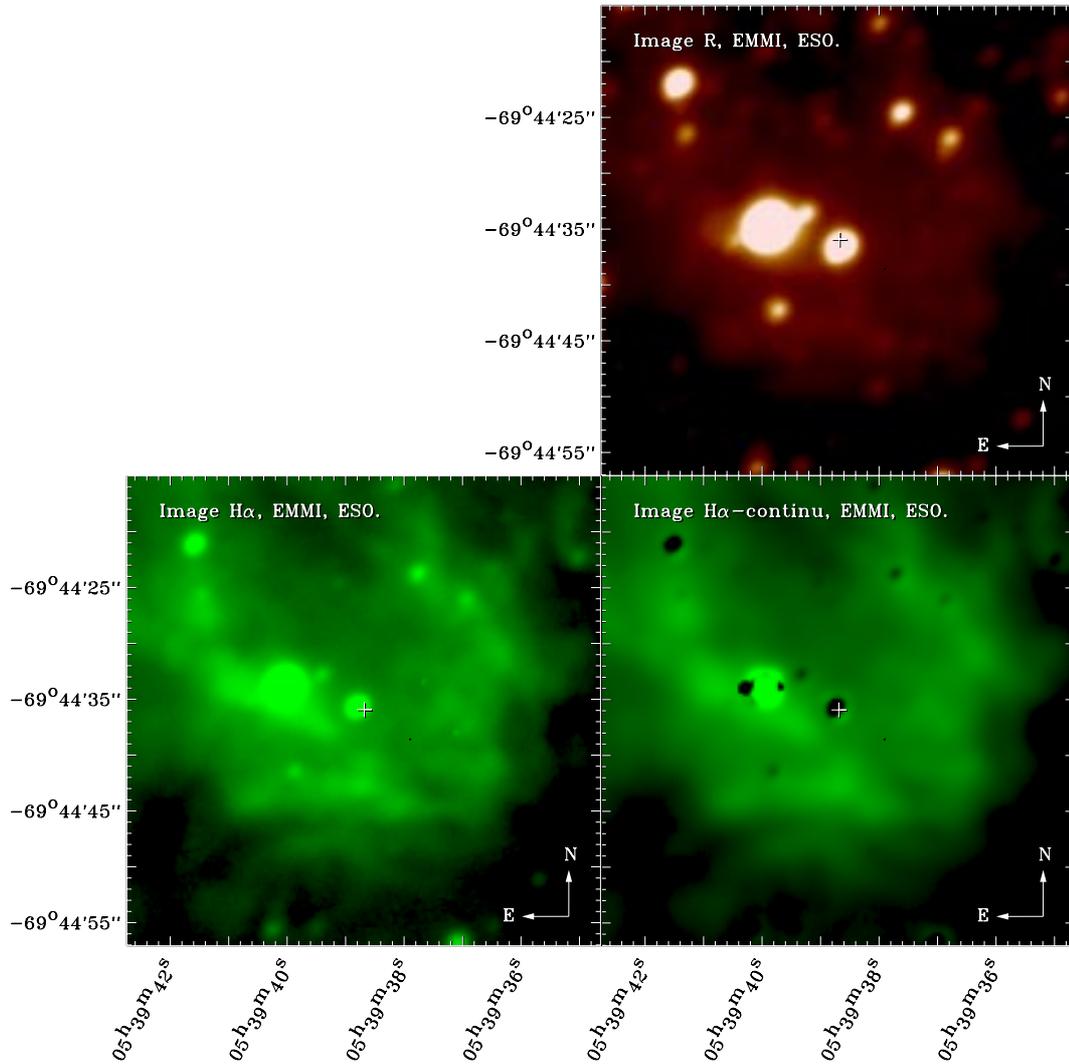


FIGURE A.15 – LMC X-1

A.8 Holmberg II X-1

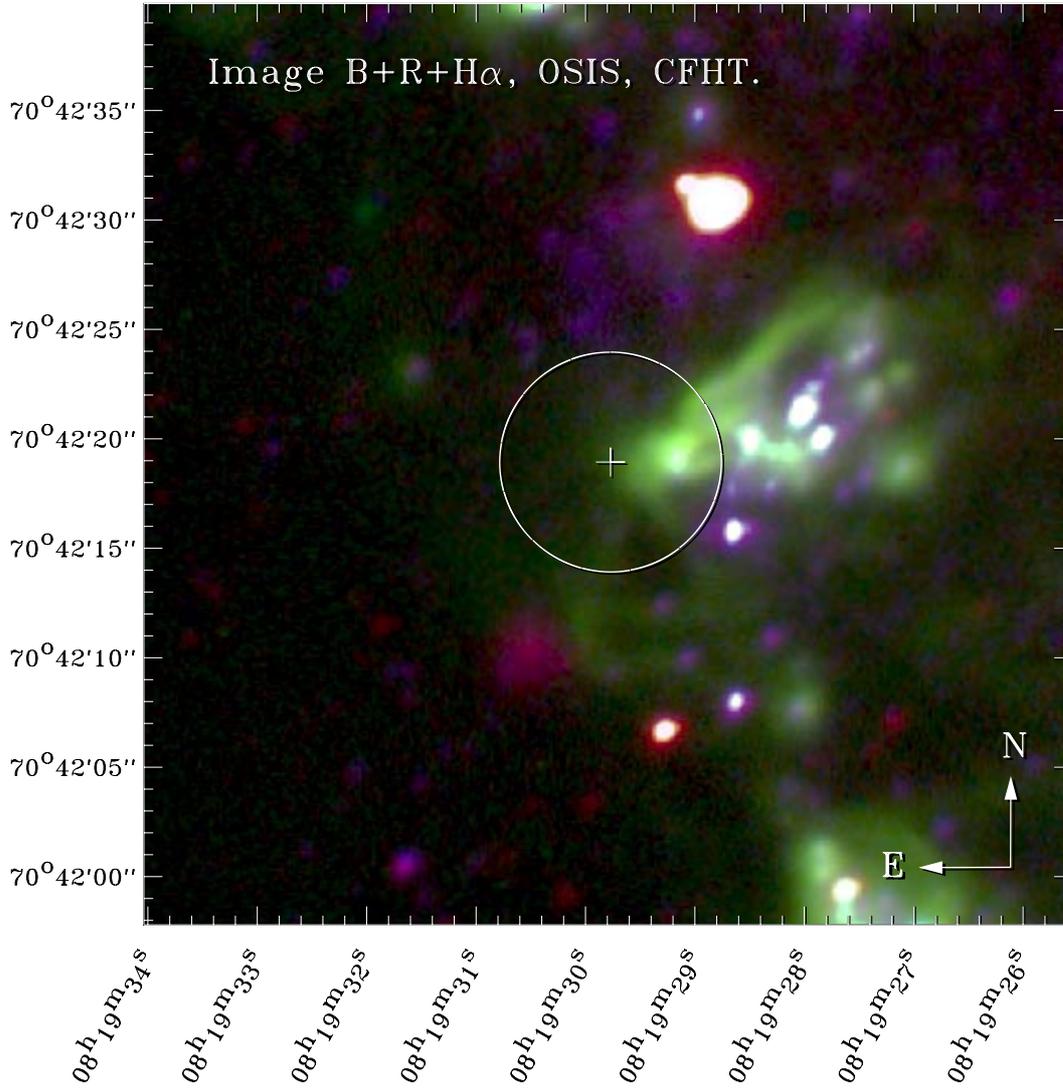


FIGURE A.16 – HOLMBERG II X-1

TABLEAU A.8 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE HOLMBERG II X-1. $N_H = 3.41 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
08 19 29.15	+70 42 19.1	19.39	19.08	0.31	-8.35	-8.58	0.23

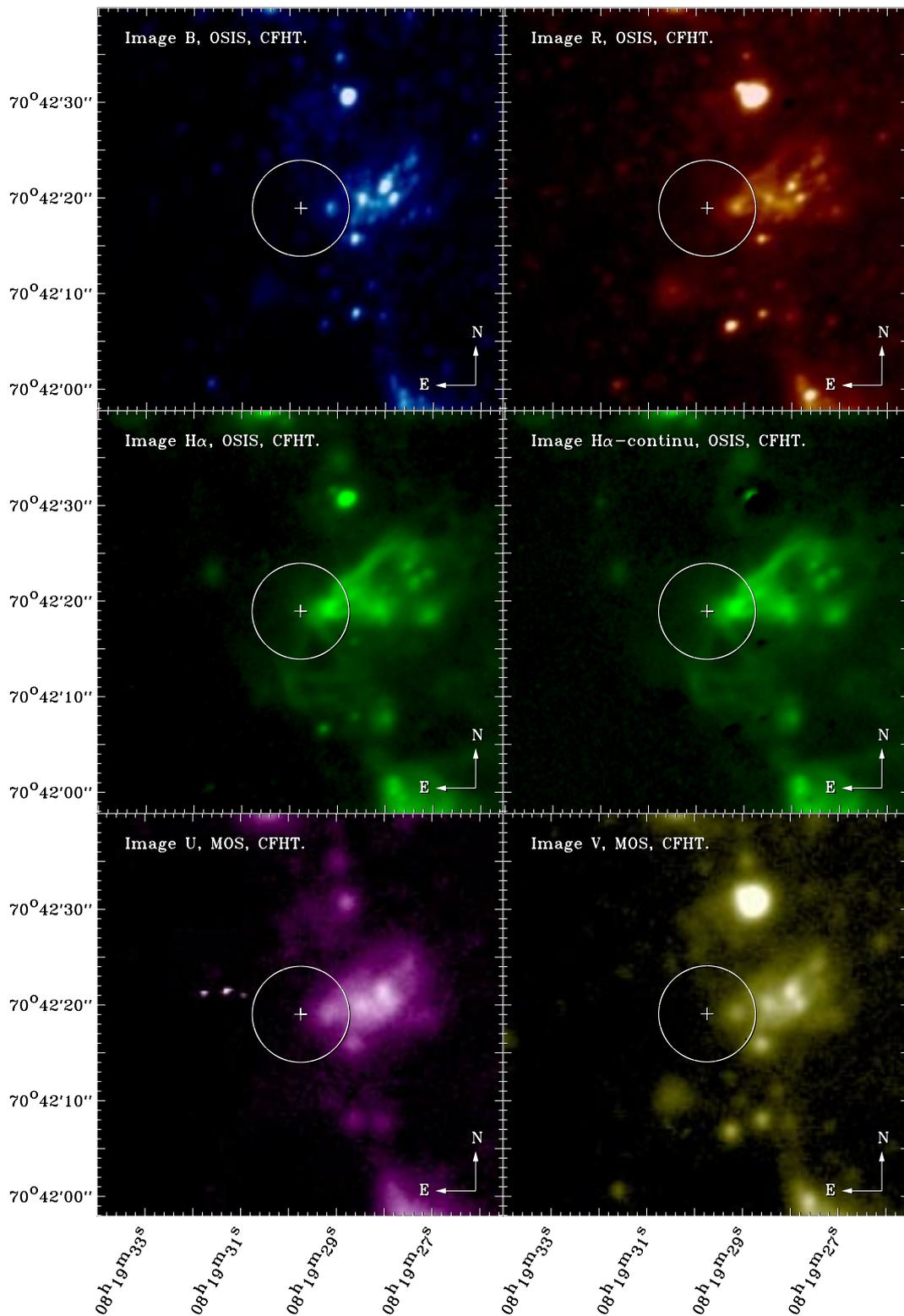


FIGURE A.17 – HOLMBERG II X-1

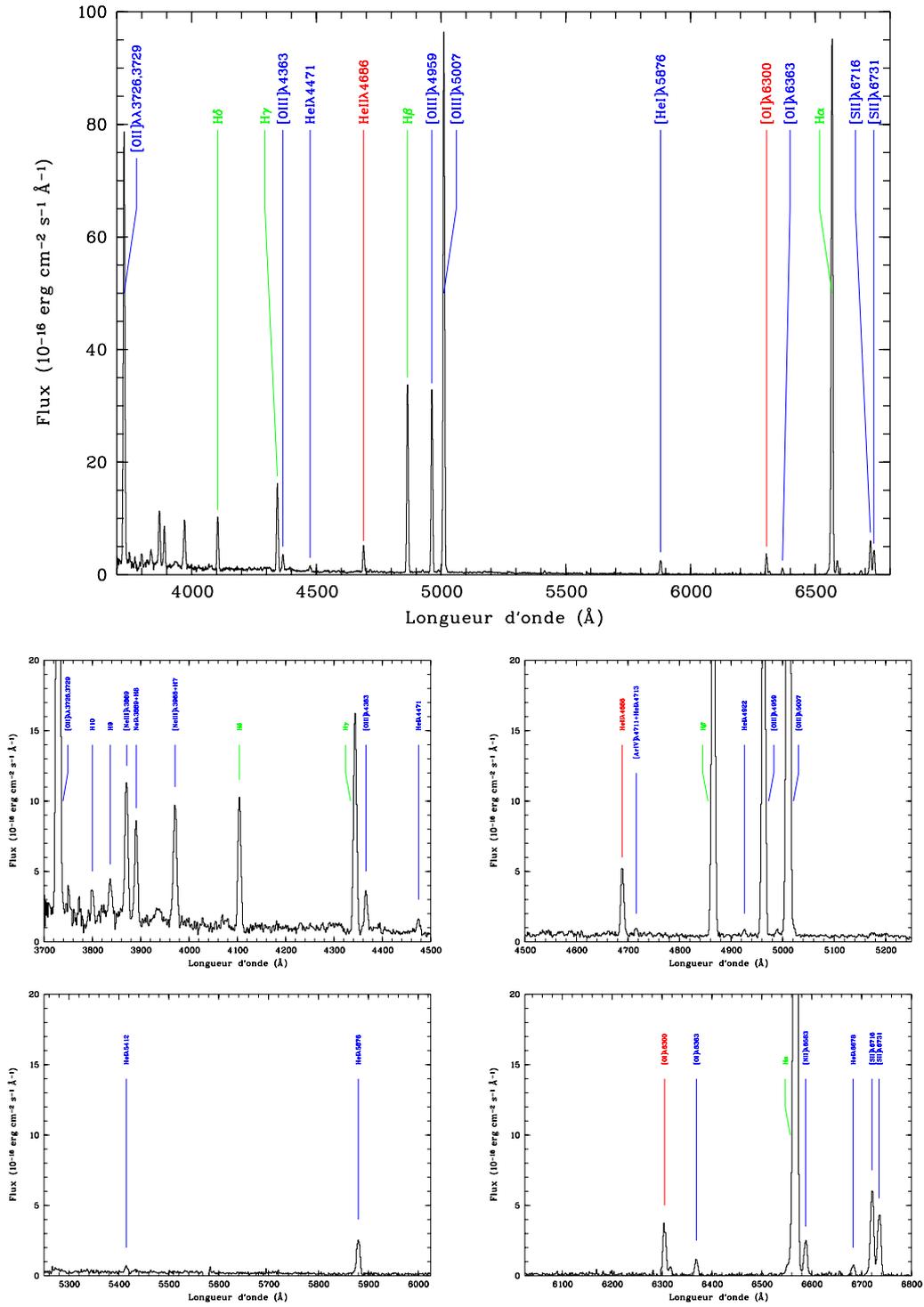


FIGURE A.18 – SPECTRE OPTIQUE DE LA NÉBULEUSE QUI ENTOURE HOLMBERG II X-1

TABLEAU A.9 – ANALYSE DU SPECTRE OPTIQUE DE LA NÉBULEUSE QUI ENTOURE HOLMBERG II X-1.

Iden.	λ (\AA)	$F_{obs}(\lambda)$ ($10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$)	$I_{derougi}(\lambda)$
[OII]	3726+3729	607,7	264,6
H10	3798	16,6	7,2
H9	3835	19,1	8,2
[NeIII]	3869	74,4	31,8
HeI + H8	3889	51,2	21,8
[NeIII] + H7	3967+3970	79,5	33,5
H δ	4102	74,3	30,9
H γ	4340	122,2	49,5
[OIII]	4363	22,6	9,1
HeI	4471	8,0	3,2
HeII	4686	35,0	13,7
[ArIV] + HeI	4711+4713	3,1	1,2
H β	4861	260,8	100,0
HeI	4922	3,0	1,1
[OIII]	4959	249,3	94,8
[OIII]	5007	739,9	280,2
HeII	5411	3,3	1,2
HeI	5876	21,2	7,5
[OI]	6300	27,3	9,3
[OI]	6363	7,8	2,7
H α	6563	821,3	275,0
[NII]	6583	20,6	6,9
HeI	6678	5,3	1,8
[SII]	6717	51,9	17,1
[SII]	6731	37,4	12,3

A.9 M81 X-6

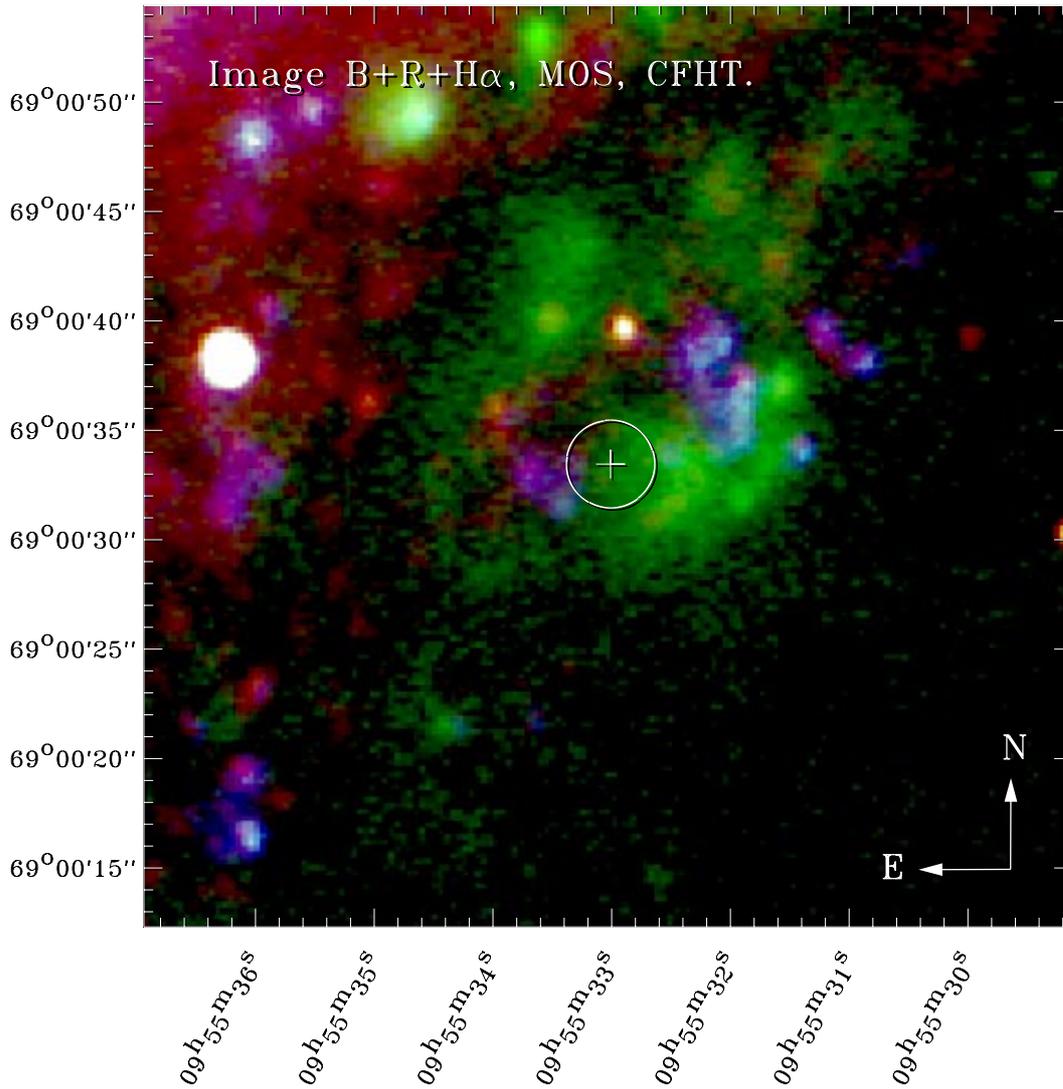


FIGURE A.19 – M81 X-6

TABLEAU A.10 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE M81 X-6. $N_H = 4.24 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
09 55 33.40	+69 00 31.7	21.50	21.11	0.42	-6.28	-6.59	0.30
09 55 33.66	+69 00 33.1	21.10	20.59	0.55	-6.68	-7.11	0.43

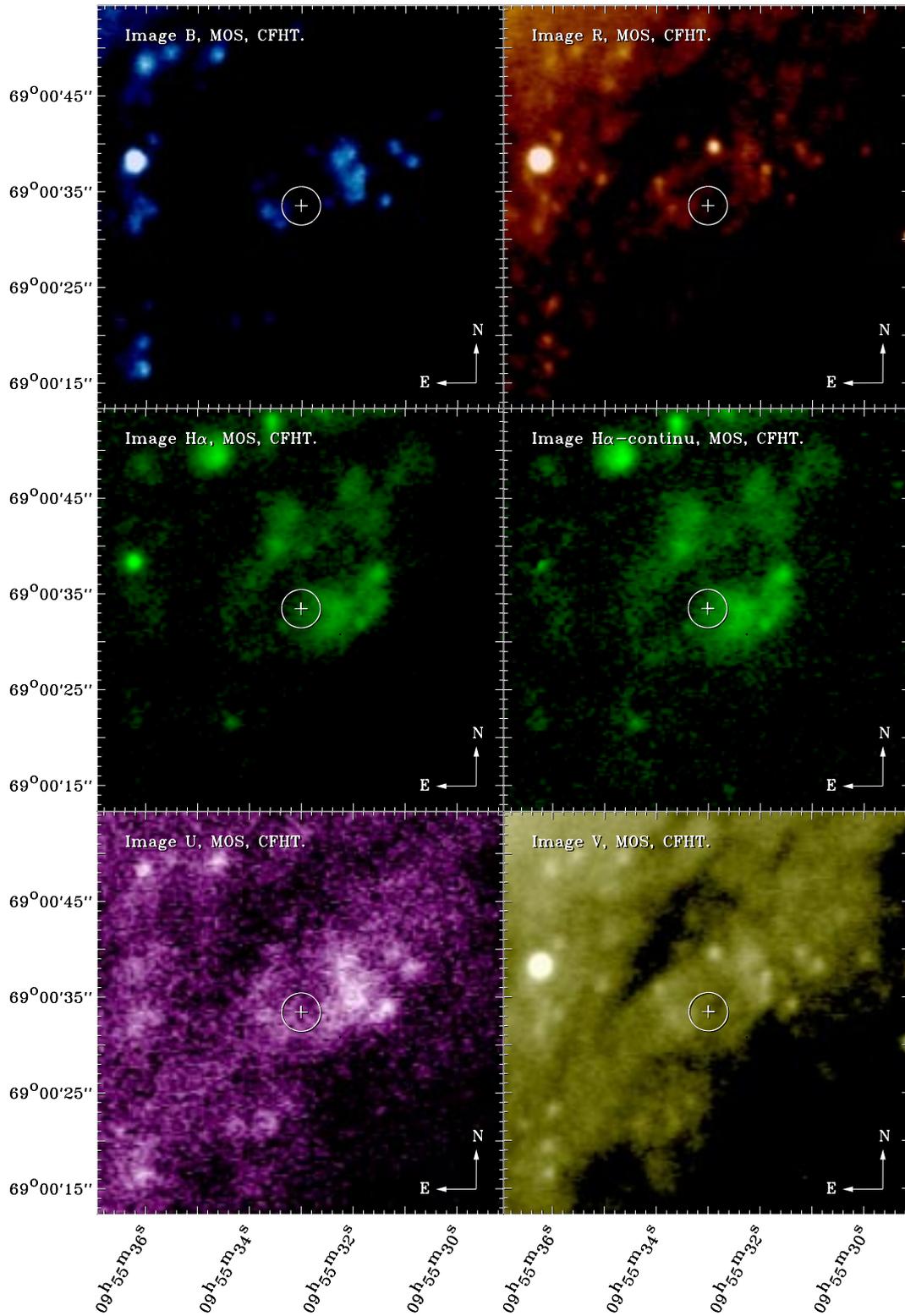


FIGURE A.20 – M 81 X-6

A.10 Holmberg IX X-1

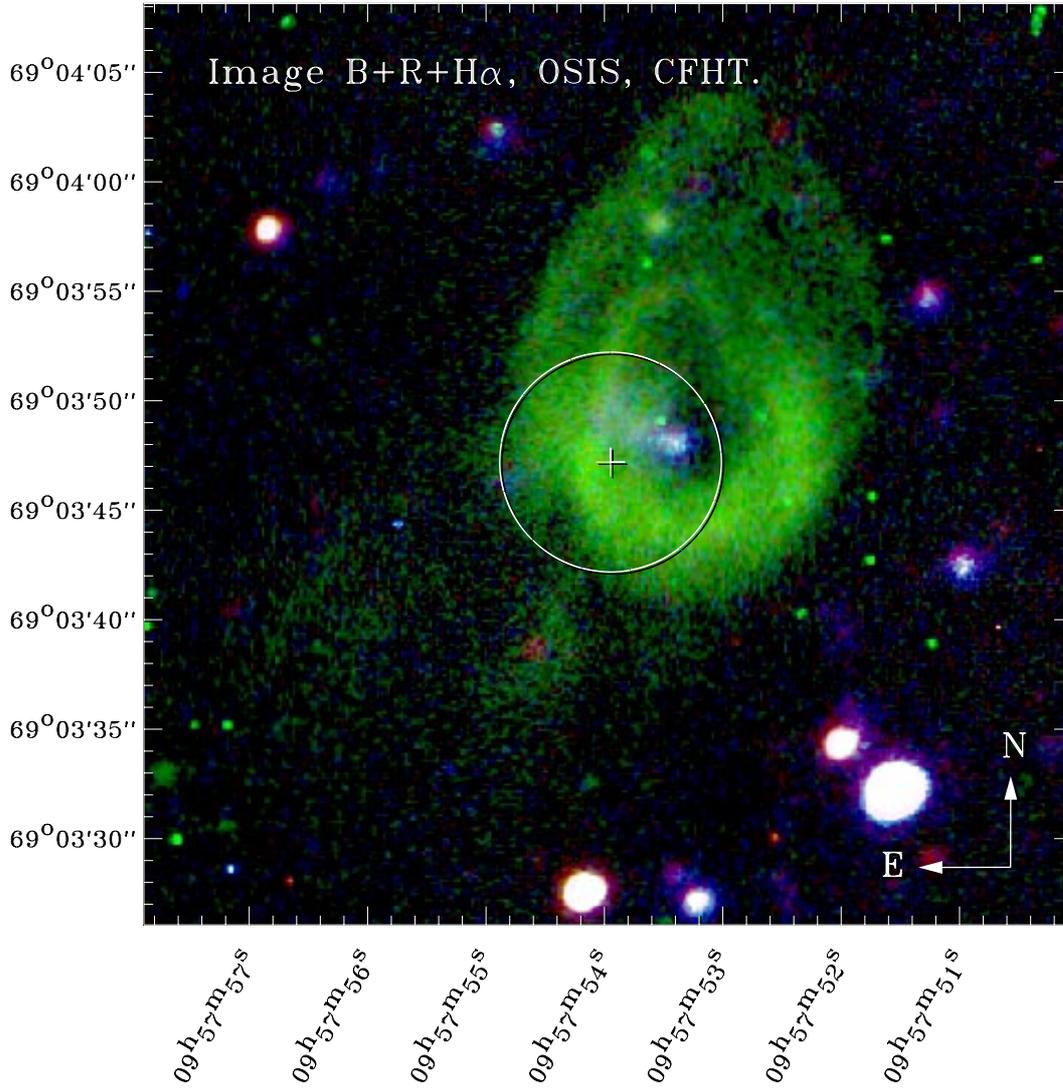


FIGURE A.21 – HOLMBERG IX X-1

TABLEAU A.11 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE HOLMBERG IX X-1. $N_H = 4.26 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
09 57 53.39	+69 03 48.1	22.69	22.84	-0.15	-5.10	-4.86	-0.25

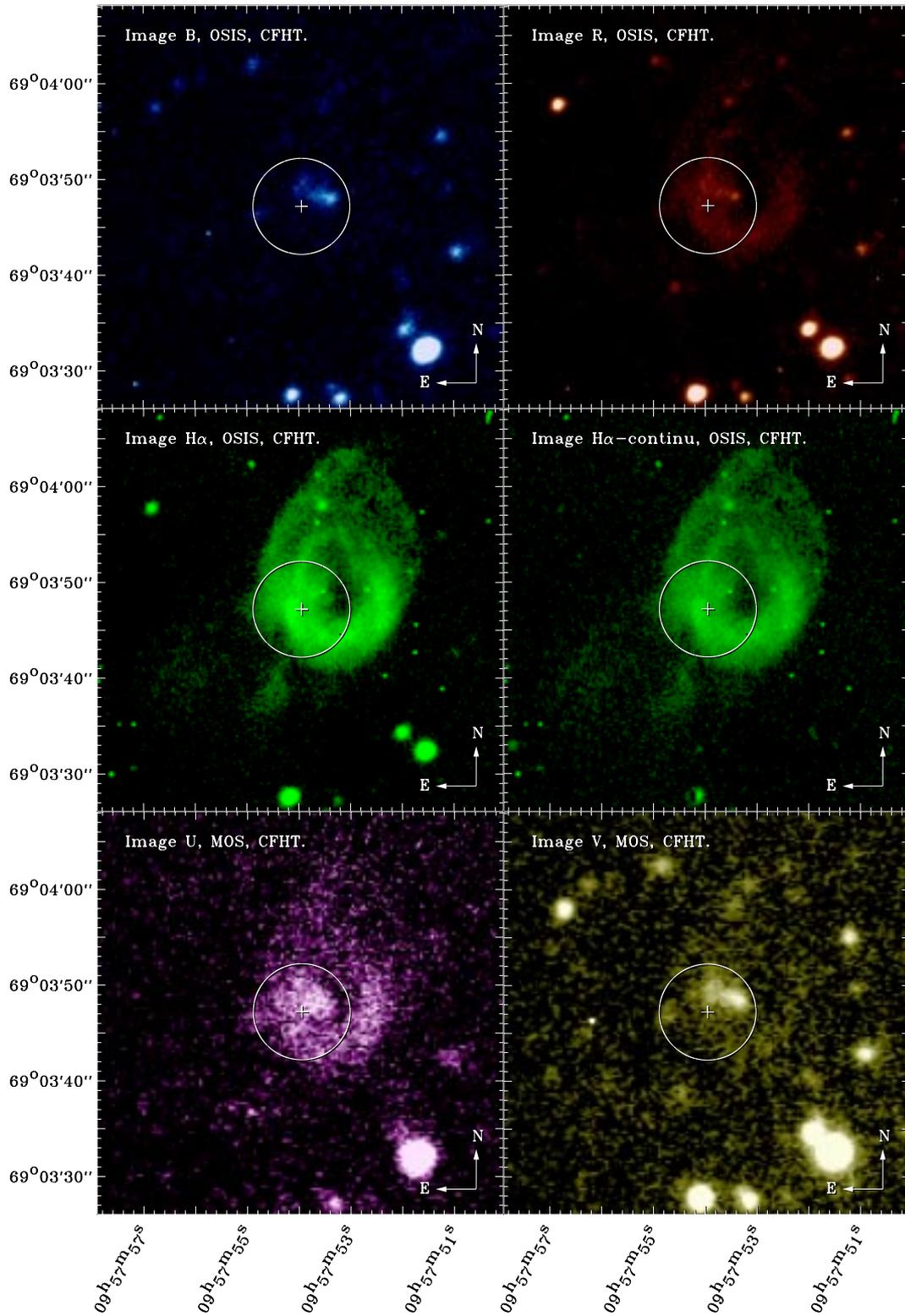


FIGURE A.22 – HOLMBERG IX X-1

A.11 IC2574 X-1

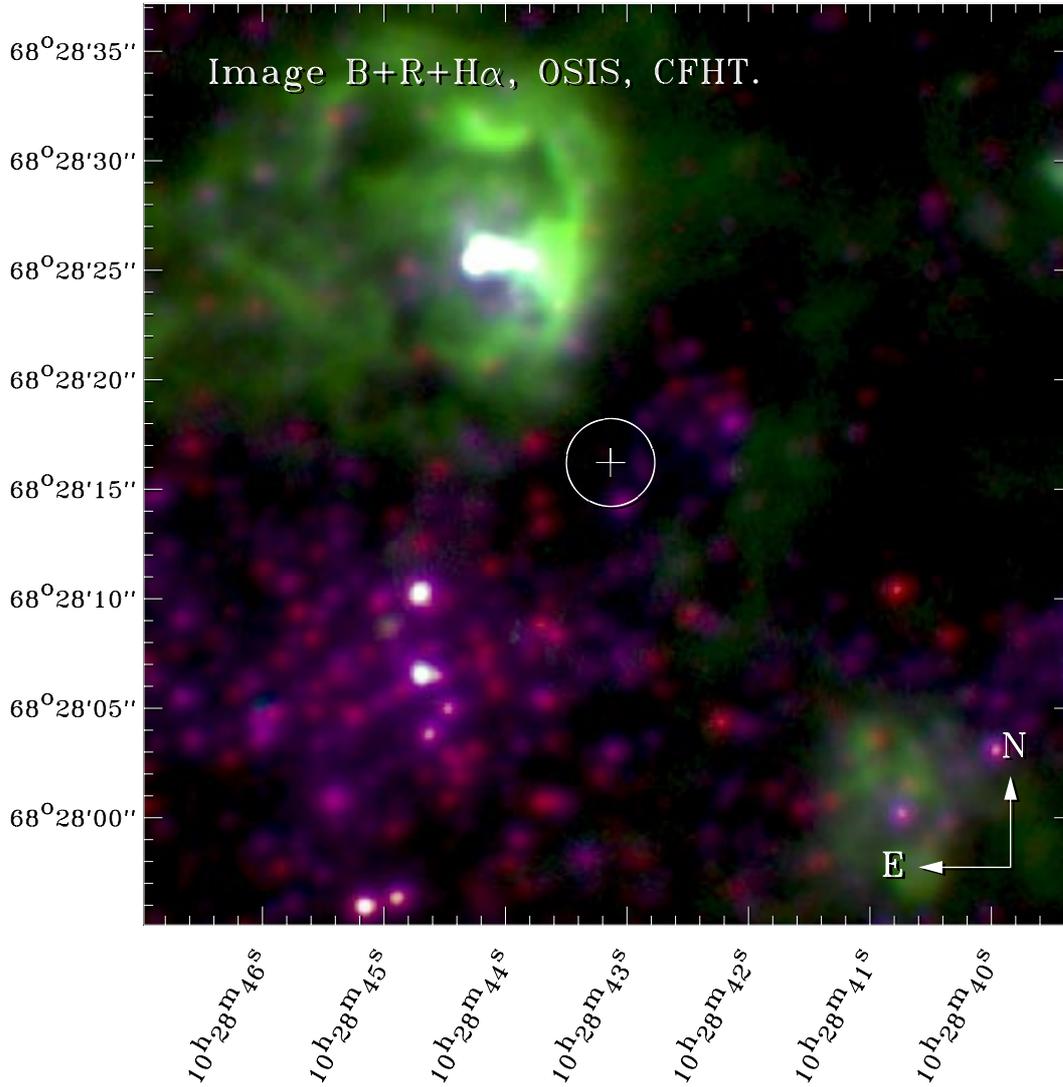


FIGURE A.23 – IC2574 X-1

TABLEAU A.12 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE IC 2574 X-1. $N_H = 2.40 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
10 28 42.88	+68 28 16.0	21.38	21.62	-0.24	-6.29	-6.00	-0.29
10 28 43.03	+68 28 14.3	20.61	20.79	-0.18	-7.06	-6.83	-0.23

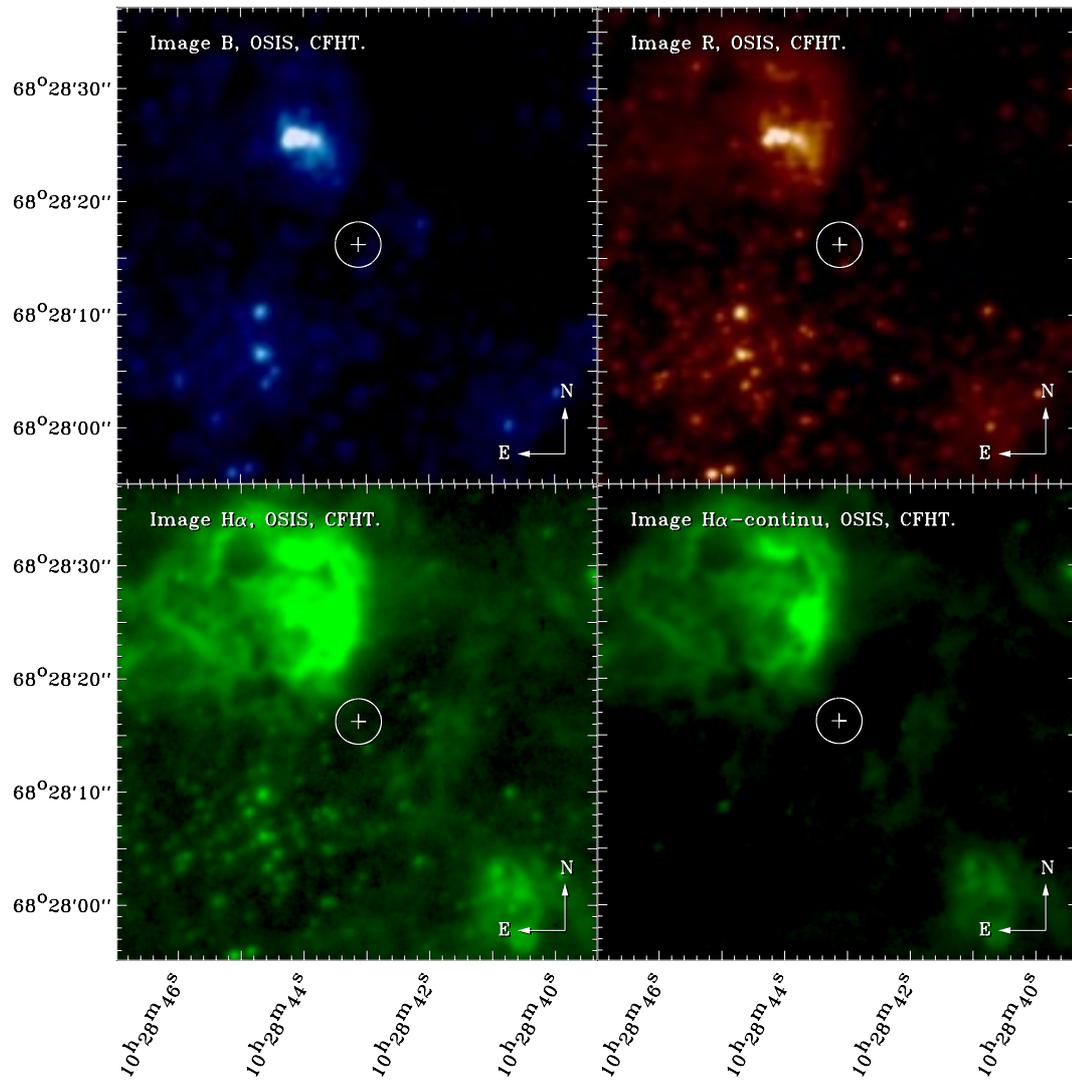


FIGURE A.24 – IC2574 X-1

A.12 NGC 4449 X-1

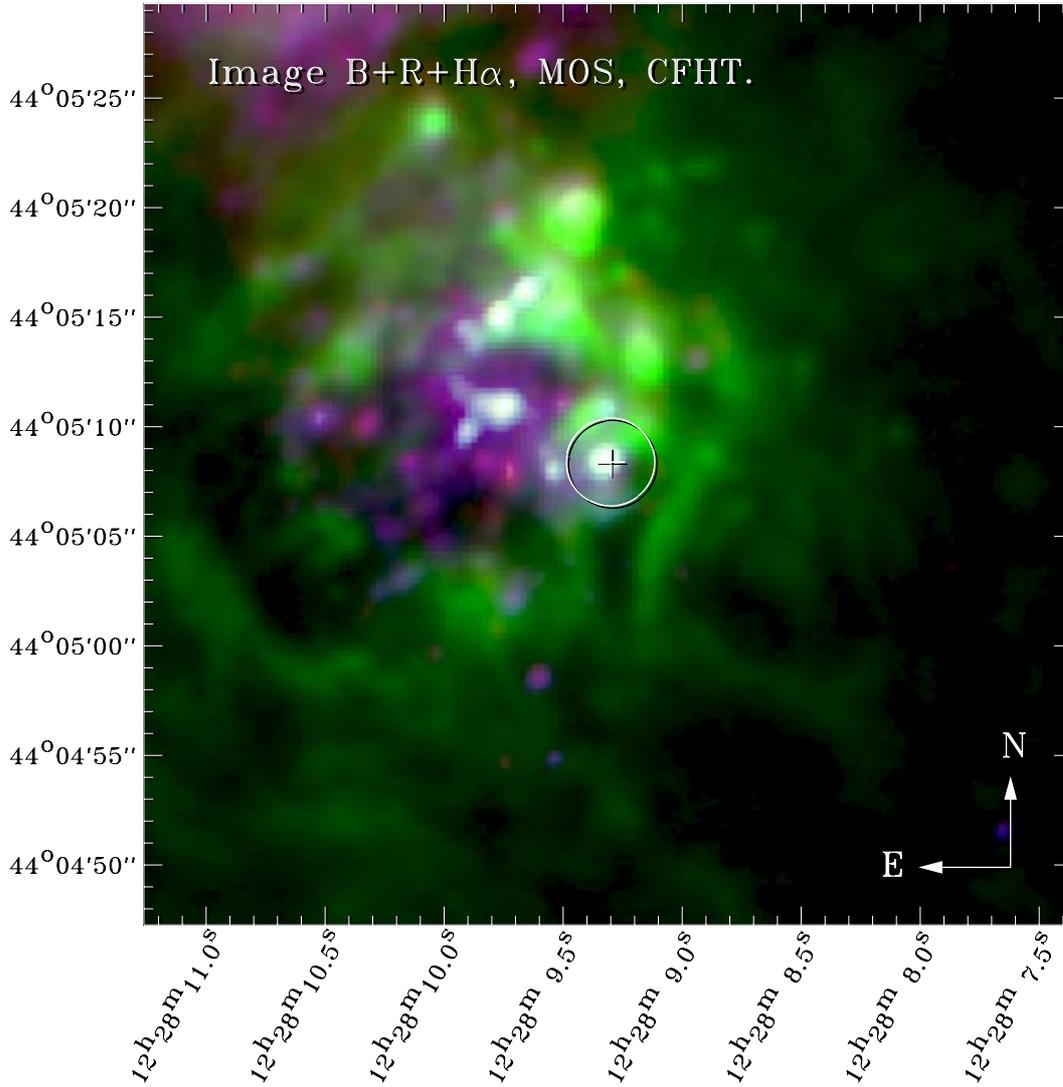


FIGURE A.25 – NGC 4449 X-1

TABLEAU A.13 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 4449 X-1. $N_H = 1.50 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
12 28 09.32	+44 05 08.6	16.36	16.24	0.13	-11.58	-11.66	0.09

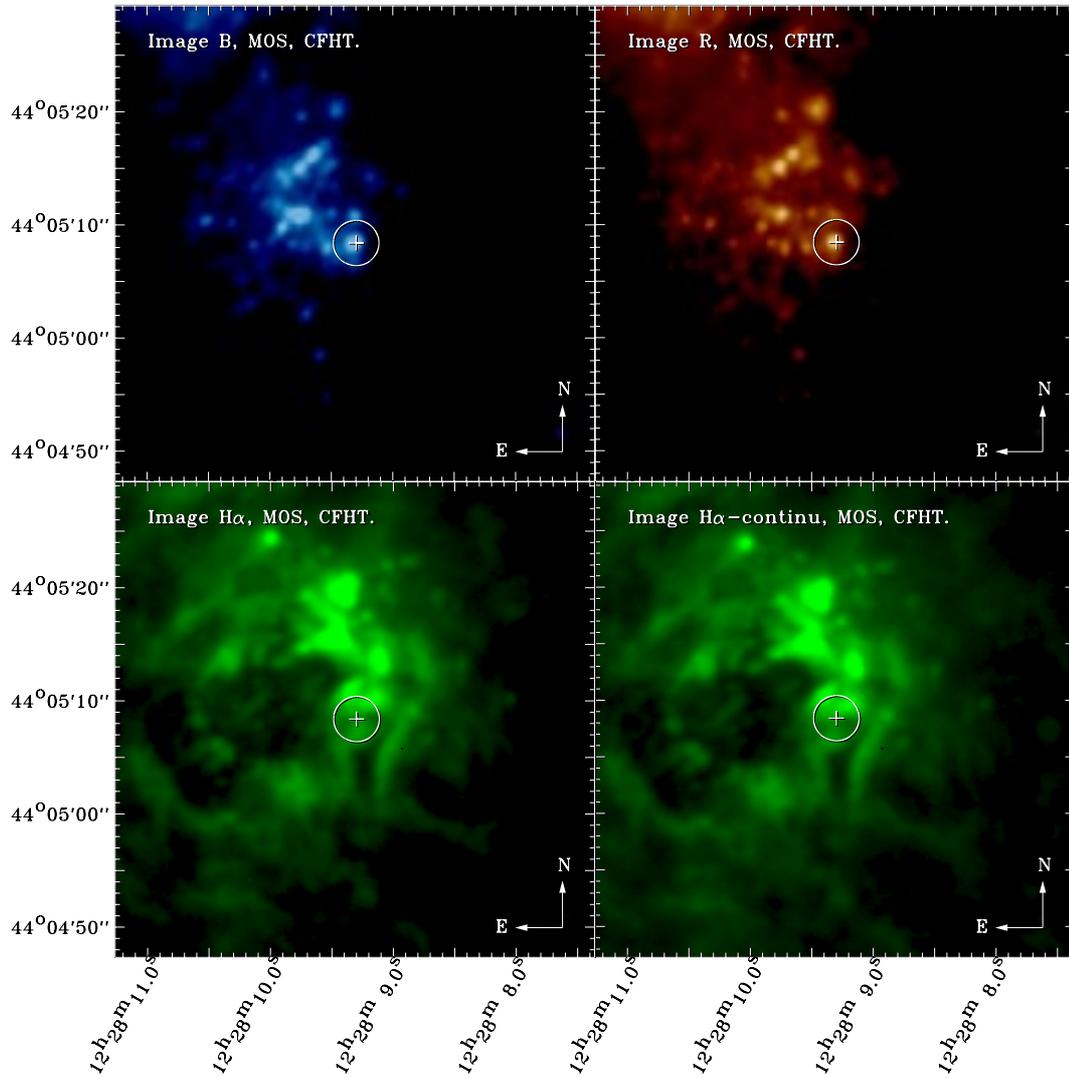


FIGURE A.26 – NGC 4449 X-1

A.13 NGC 4559 X-7

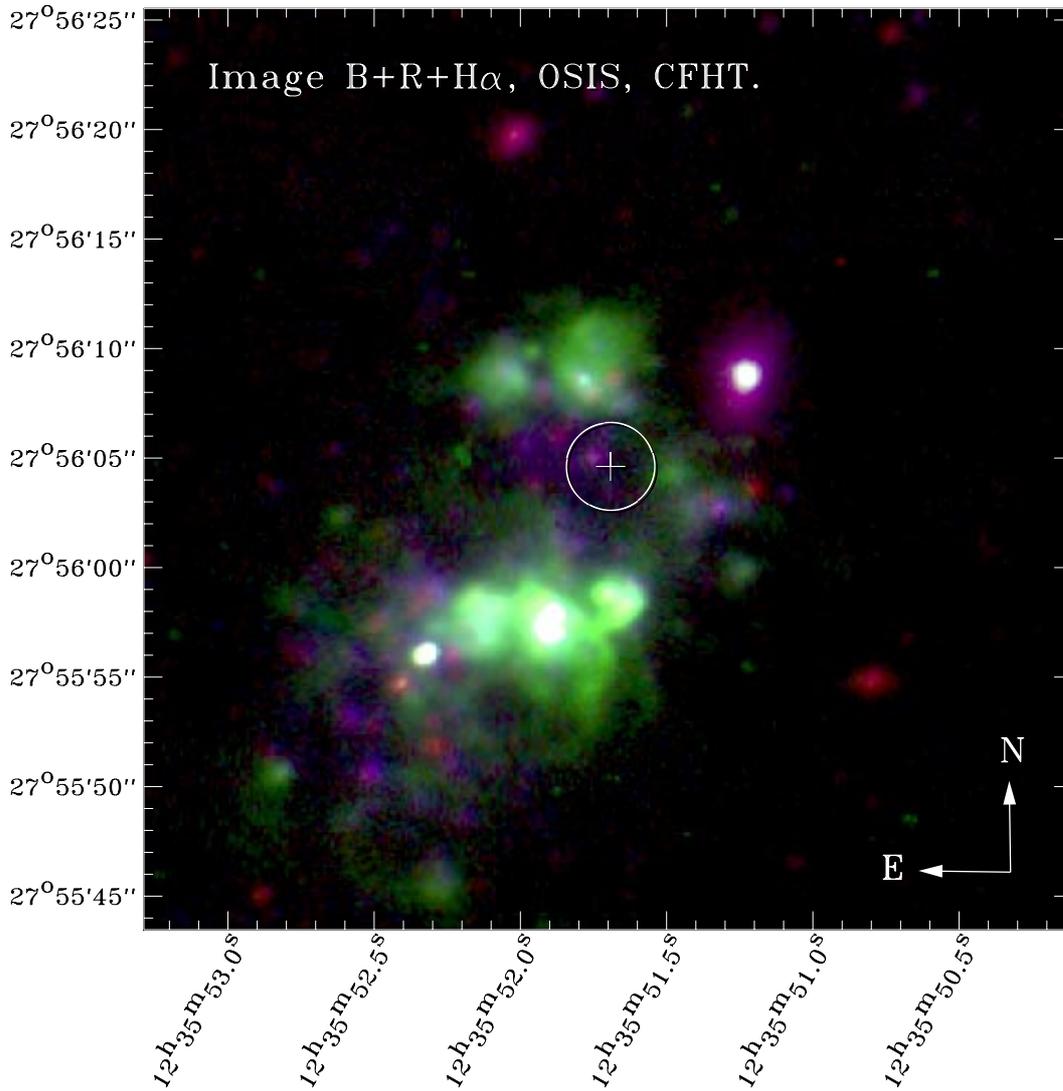


FIGURE A.27 – NGC 4559 X-7

TABLEAU A.14 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 4559 X-7. $N_H = 0.82 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
12 35 51.77	+27 56 04.8	21.86	21.04	0.83	-8.12	-8.93	0.81

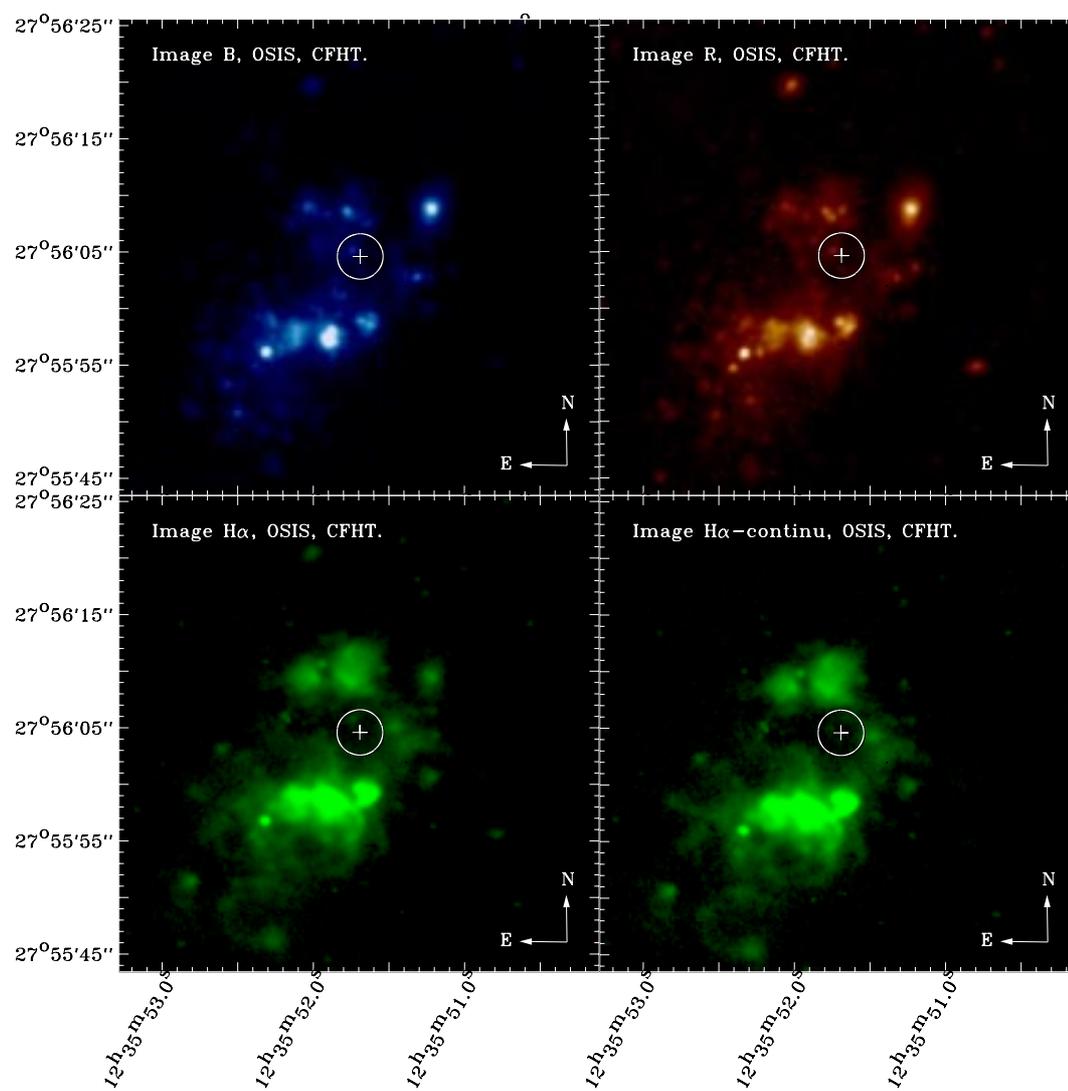


FIGURE A.28 – NGC 4559 X-7

A.14 NGC 4559 X-10

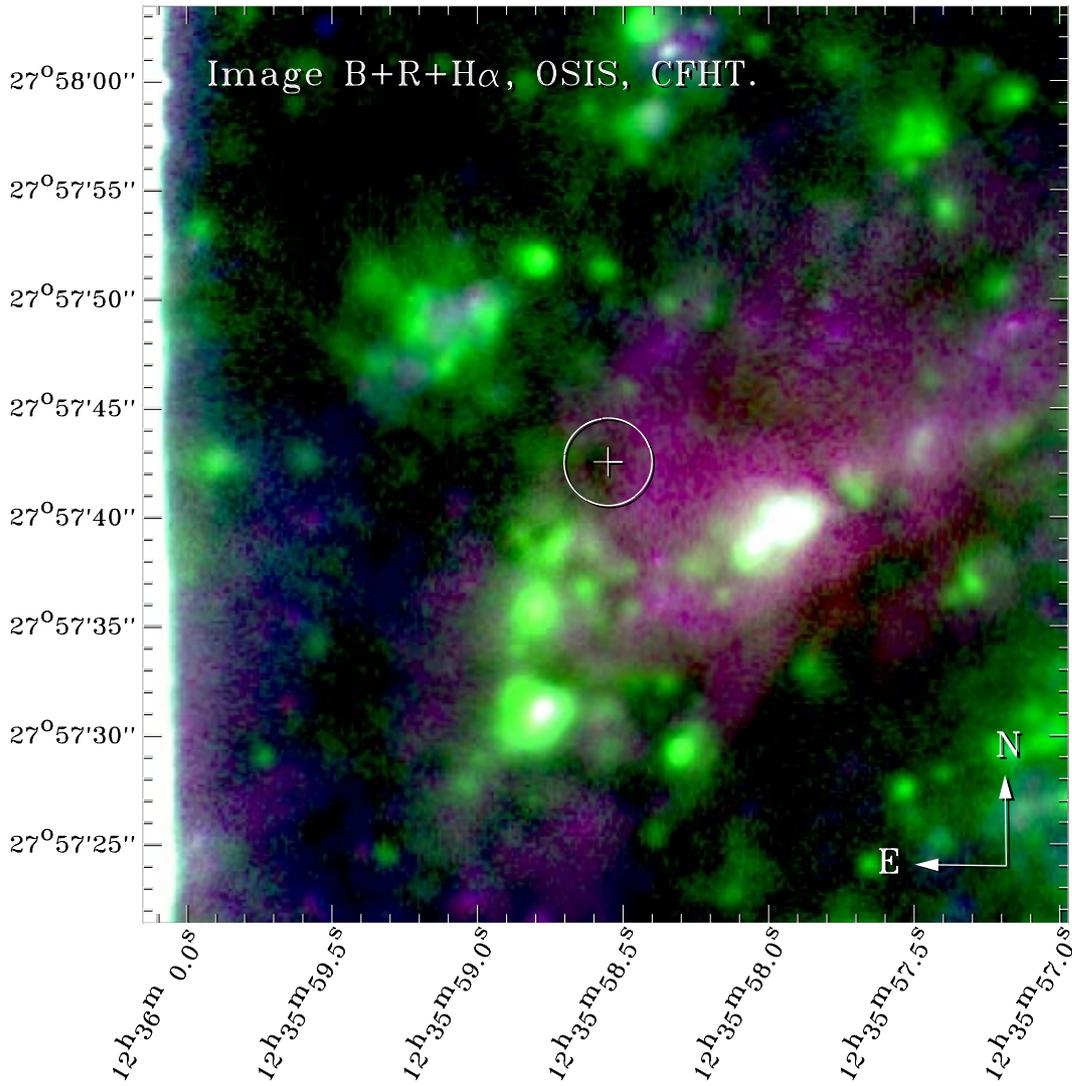


FIGURE A.29 – NGC 4559 X-10

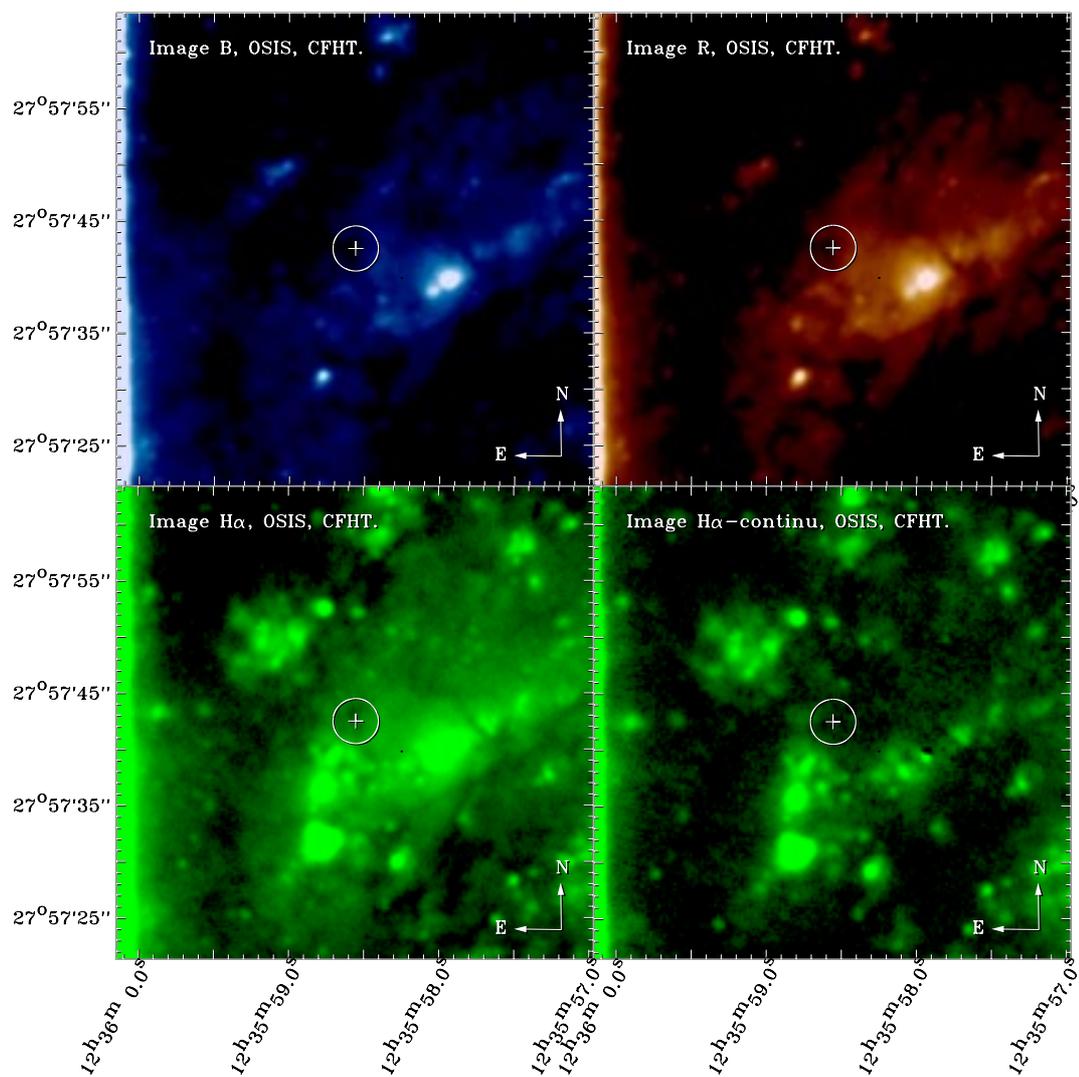


FIGURE A.30 – NGC 4559 X-10

A.15 NGC 4631 H7

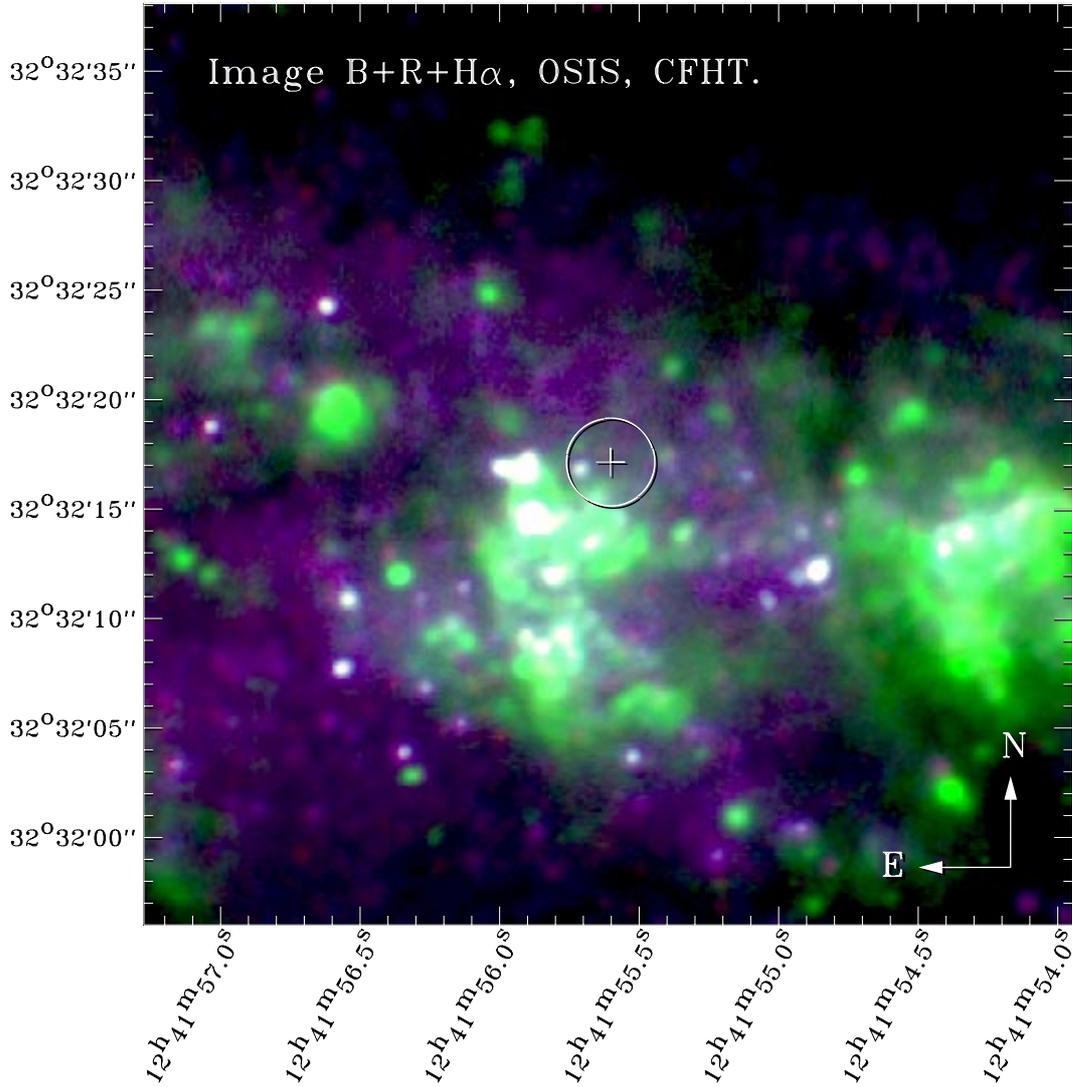


FIGURE A.31 – NGC 4631 H7

TABLEAU A.15 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 4631 H7. $N_H = 1.29 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
12 41 55.71	+32 32 16.8	19.27	18.68	0.59	-10.18	-10.74	0.56

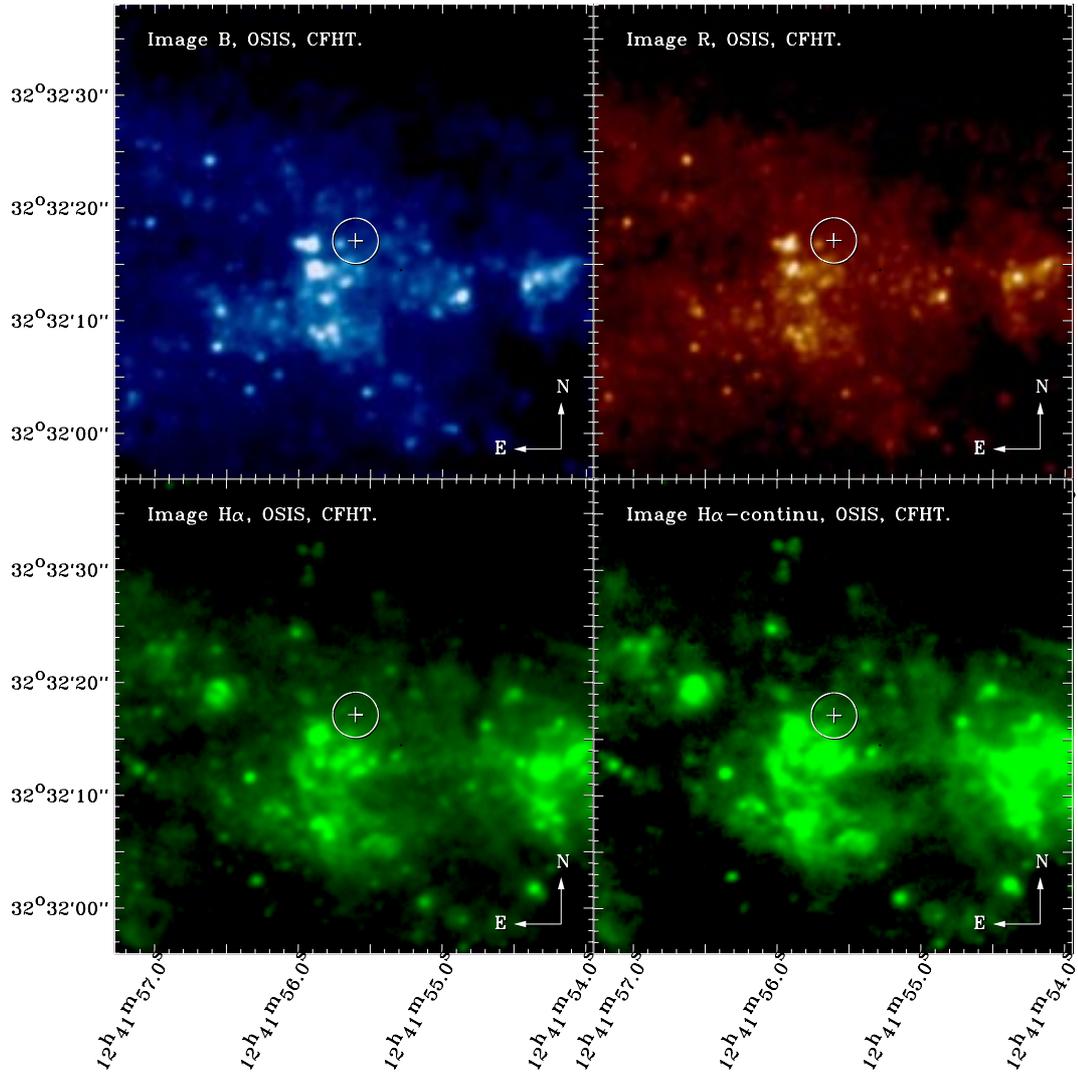


FIGURE A.32 – NGC 4631 H7

A.16 NGC 4861 X-2

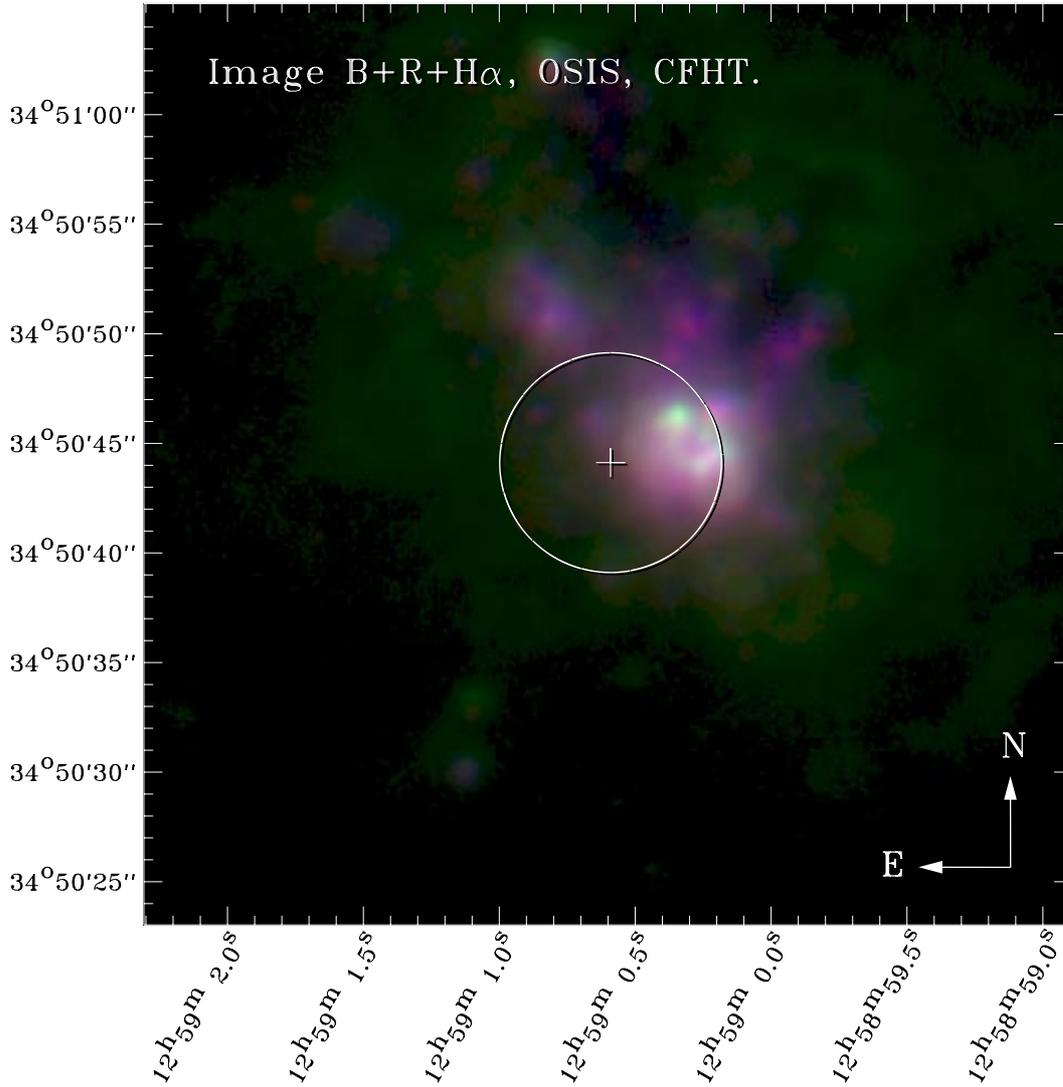


FIGURE A.33 – NGC 4861 X-2

TABLEAU A.16 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 4861 X-2. $N_H = 1.21 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
12 59 00.19	+34 50 46.7	17.10	16.10	1.00	-13.12	-14.09	0.97
12 59 00.23	+34 50 44.5	16.21	15.28	0.93	-14.01	-14.92	0.91
12 59 00.33	+34 50 46.0	16.58	15.53	1.05	-13.64	-14.67	1.02

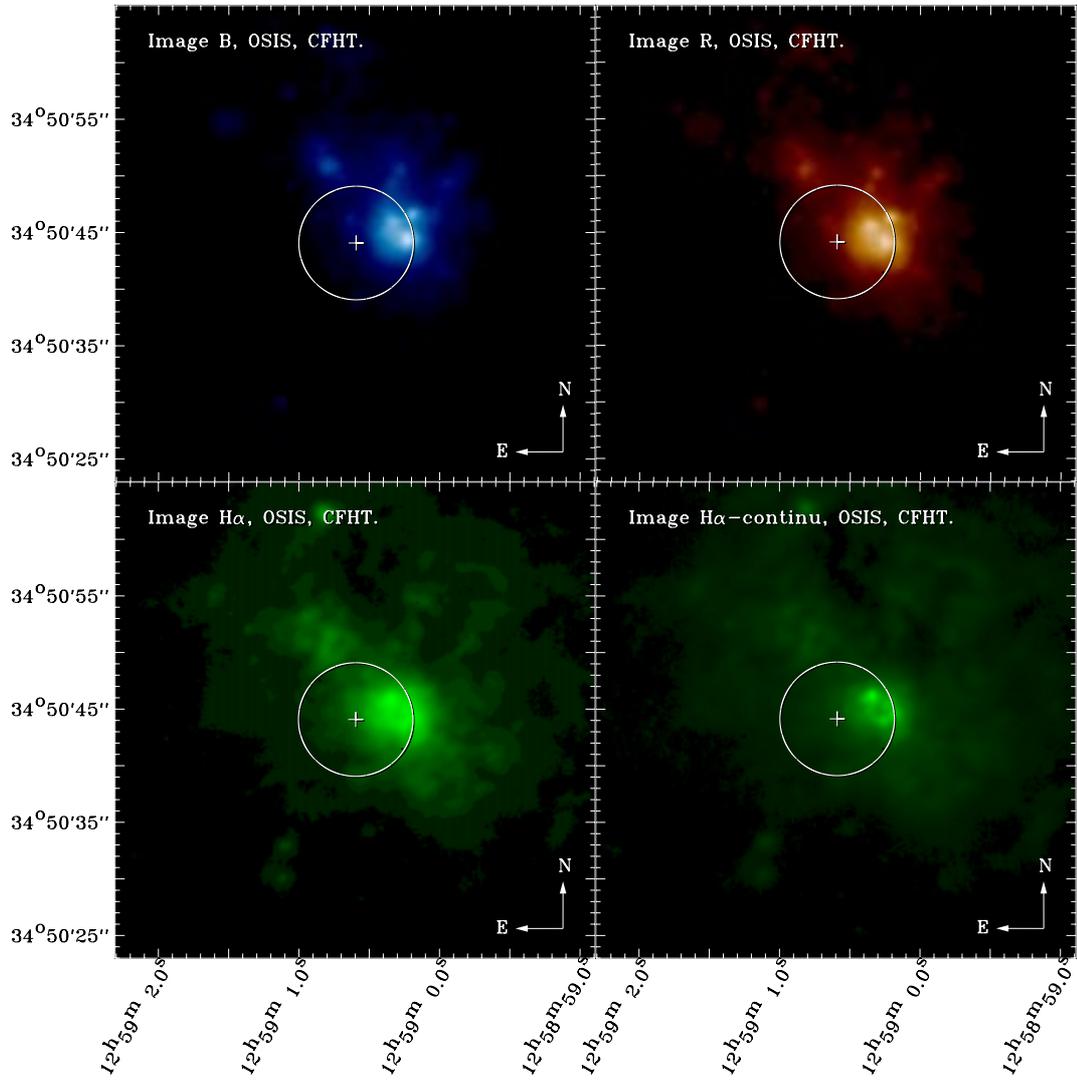


FIGURE A.34 – NGC 4861 X-2

A.17 NGC 4861 X-1

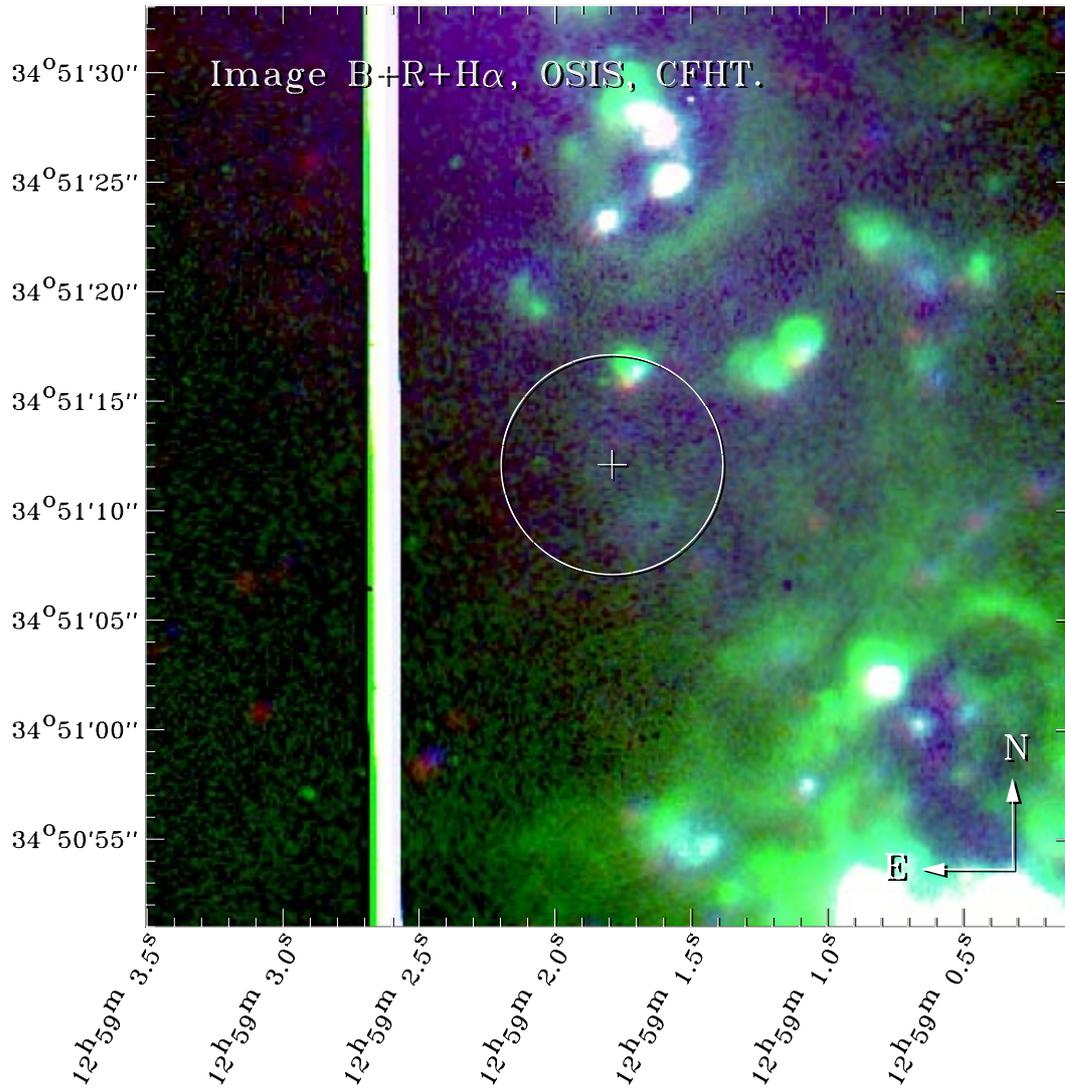


FIGURE A.35 – NGC 4861 X-1

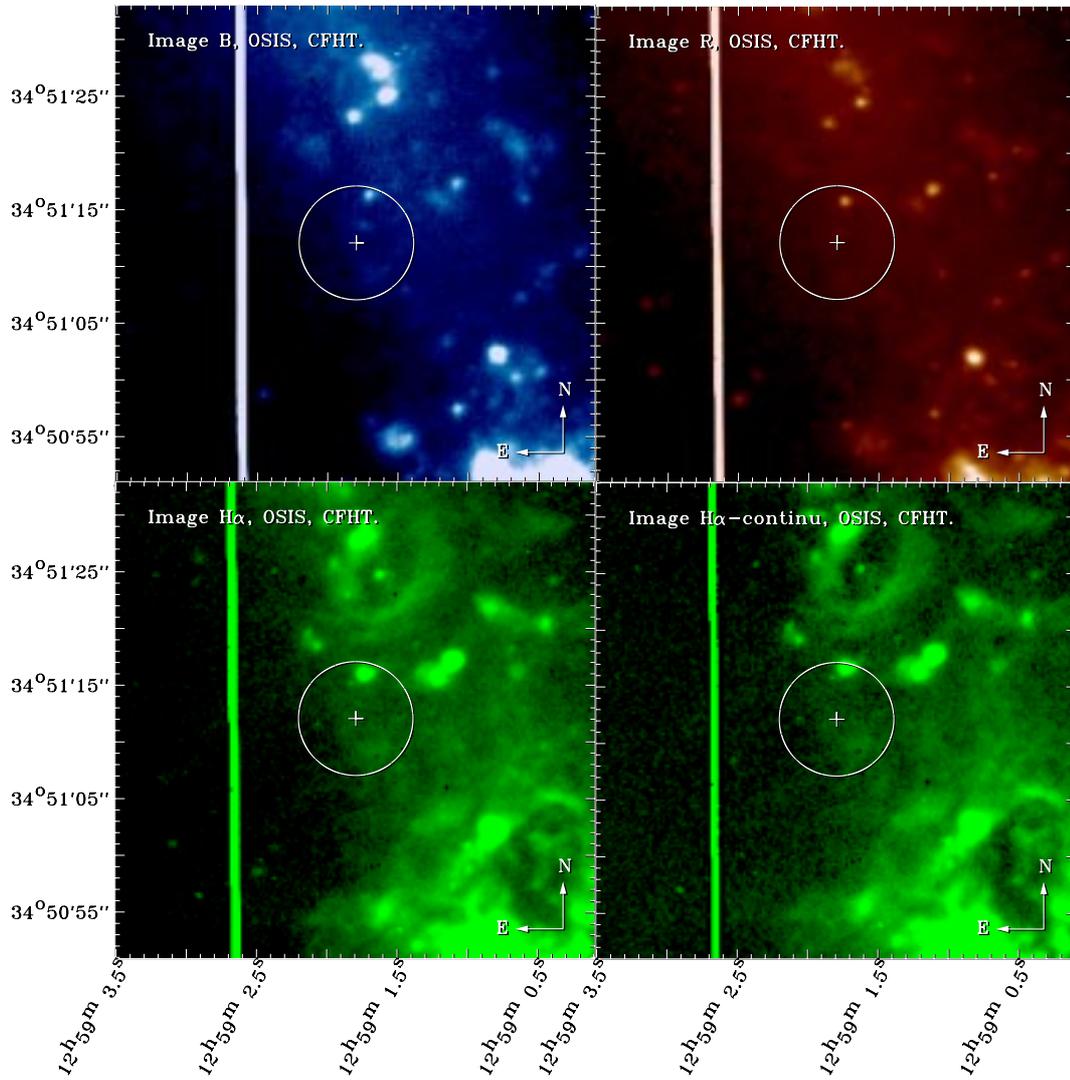


FIGURE A.36 – NGC 4861 X-1

A.18 NGC 5204 X-1

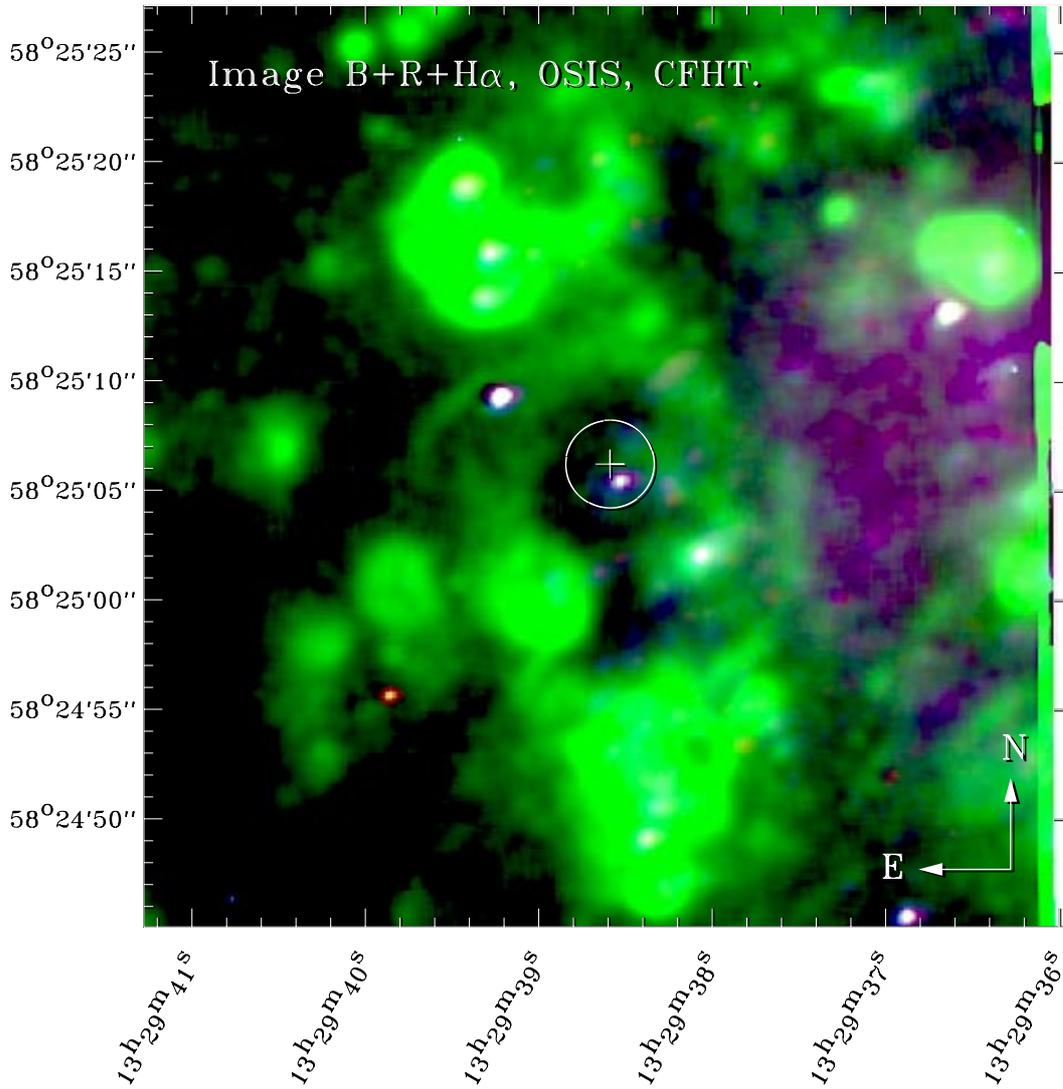


FIGURE A.37 – NGC 5204 X-1

TABLEAU A.17 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 5204 X-1. $N_H = 1.38 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
13 29 38.53	+58 25 05.4	20.34	19.70	0.64	-8.15	-8.76	0.61
13 29 38.49	+58 25 05.2	20.43	19.85	0.58	-8.06	-8.61	0.55
13 29 38.69	+58 25 05.2	22.22	20.98	1.24	-6.27	-7.48	1.21

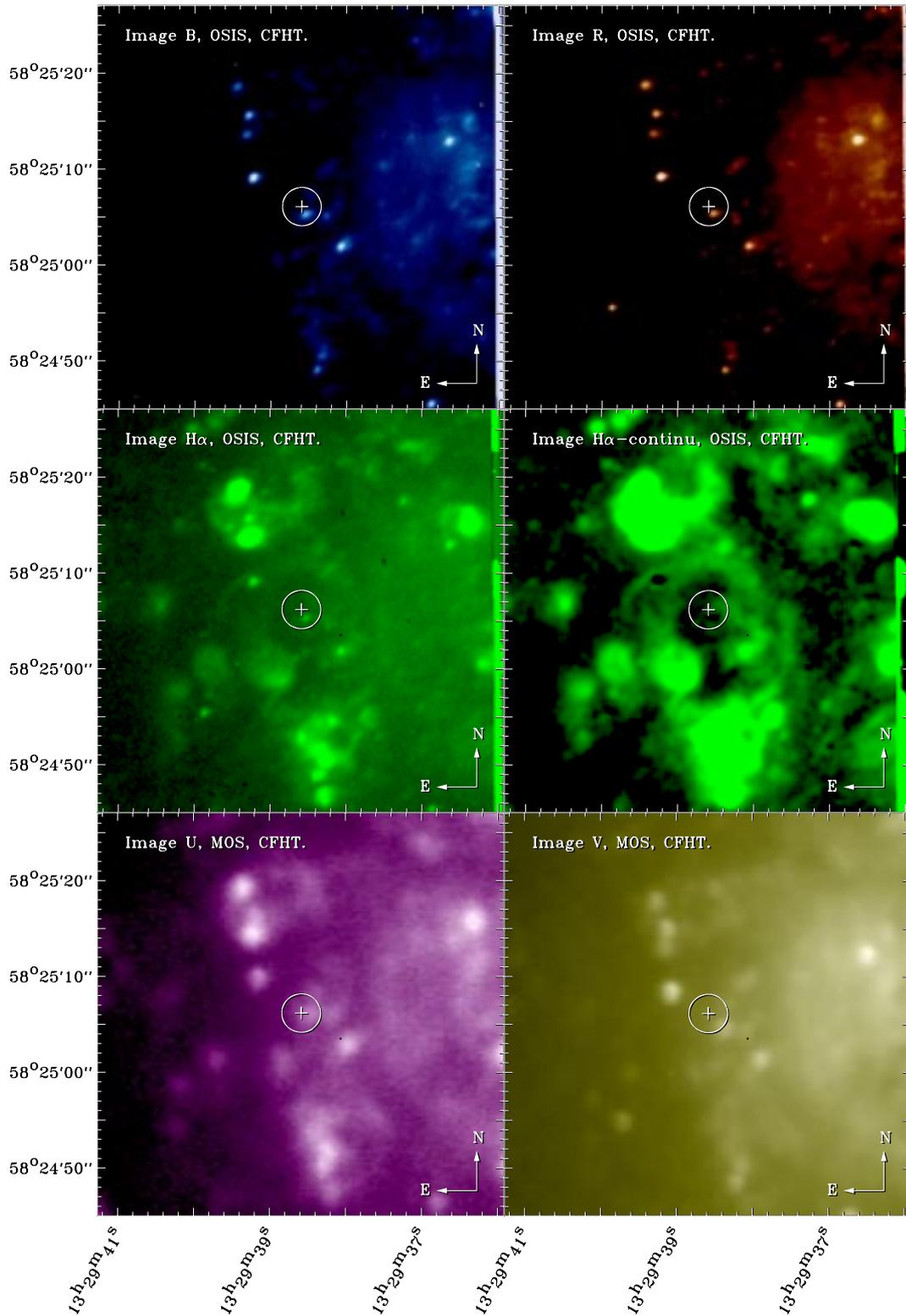


FIGURE A.38 – NGC 5204 X-1

A.19 M83 X-30

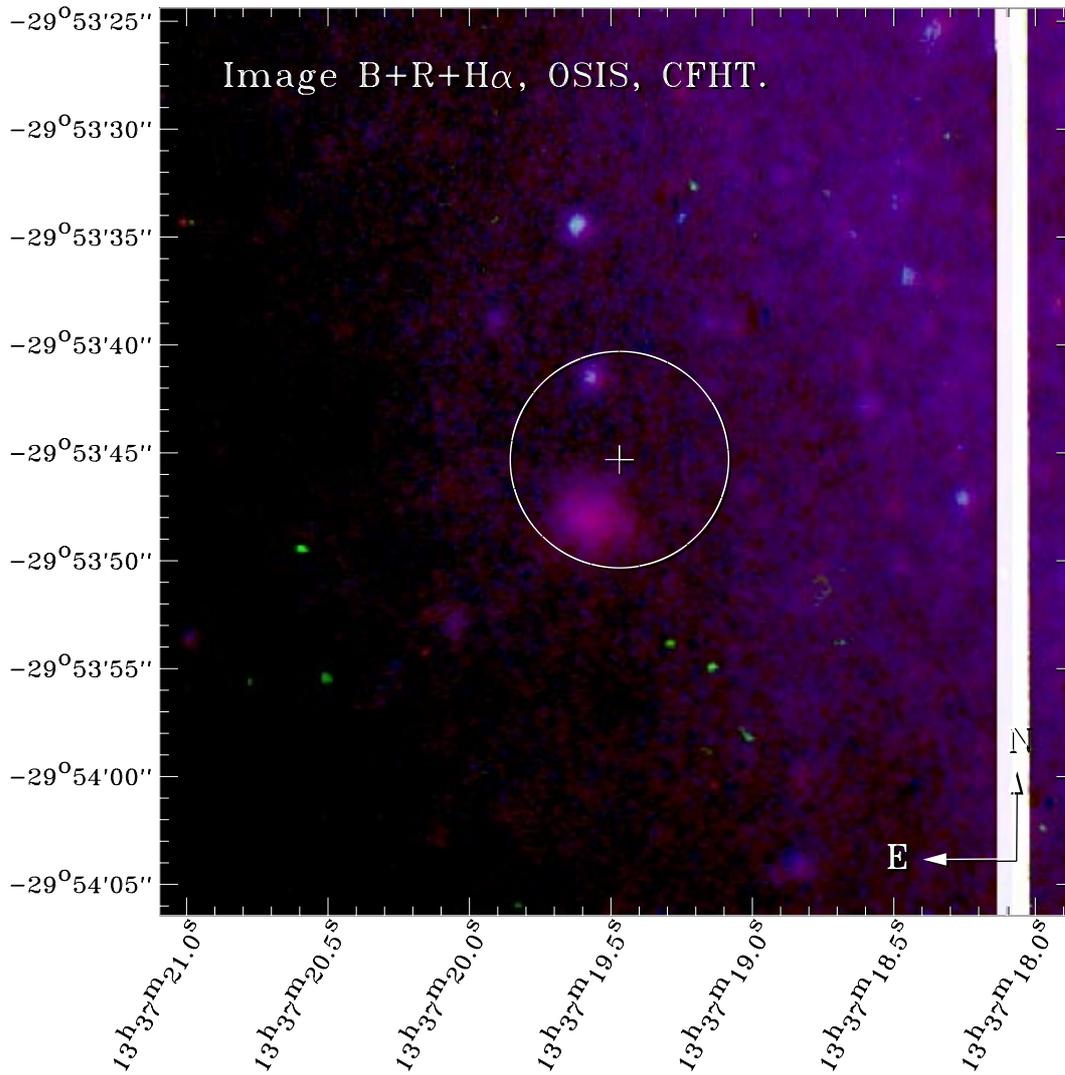


FIGURE A.39 – M 83 X-30

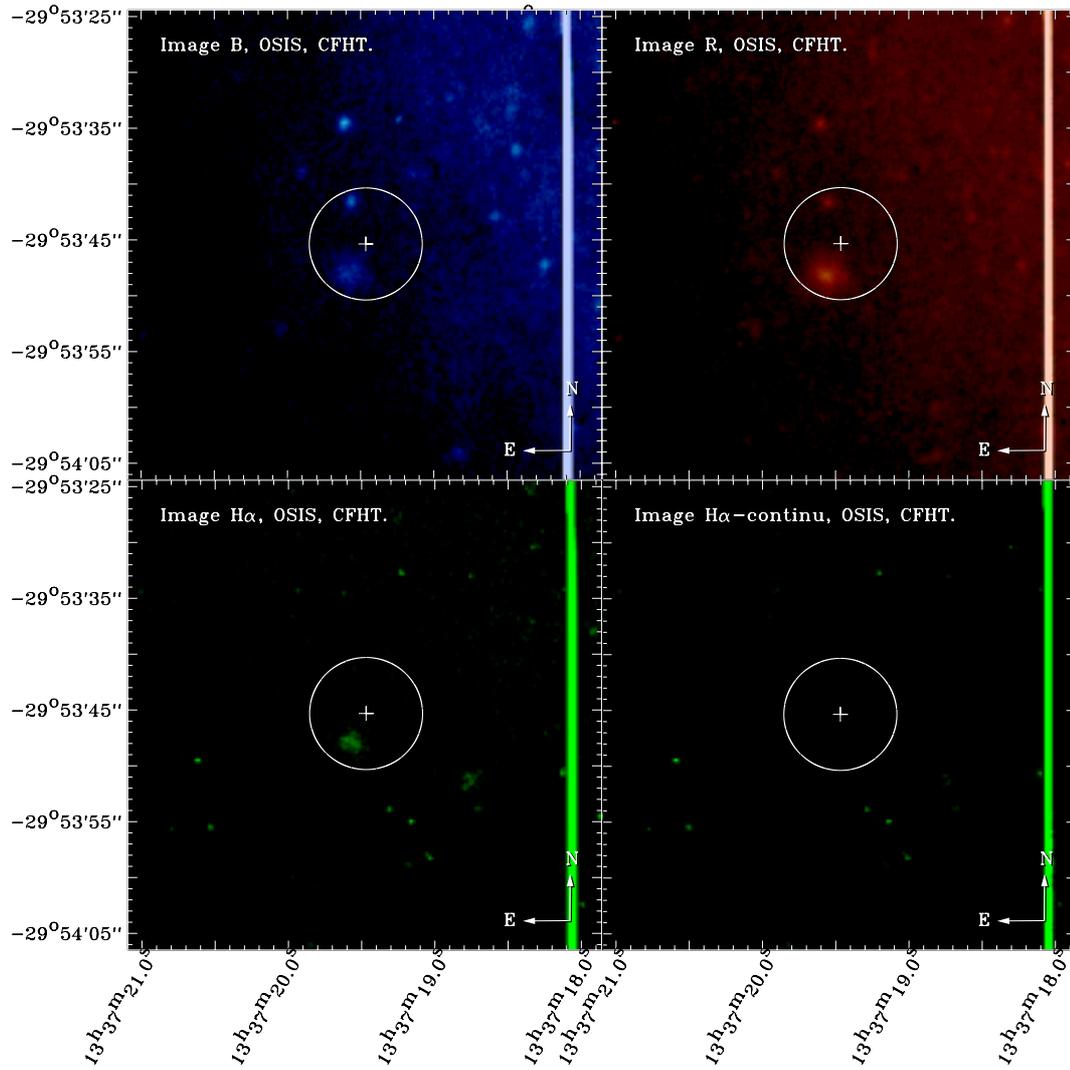


FIGURE A.40 – M 101 X-30

A.20 NGC 5408 X-1

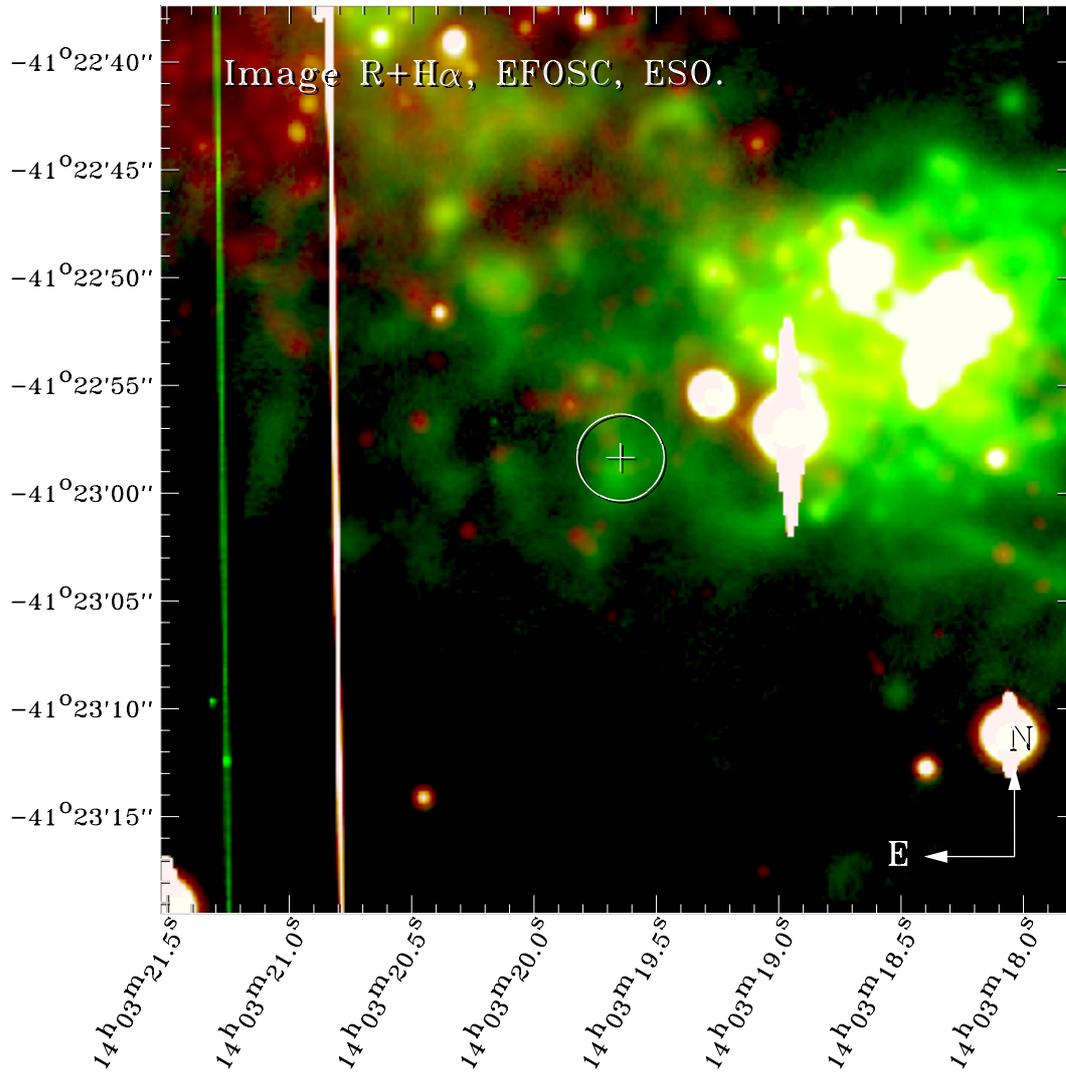


FIGURE A.41 – NGC 5408 X-1

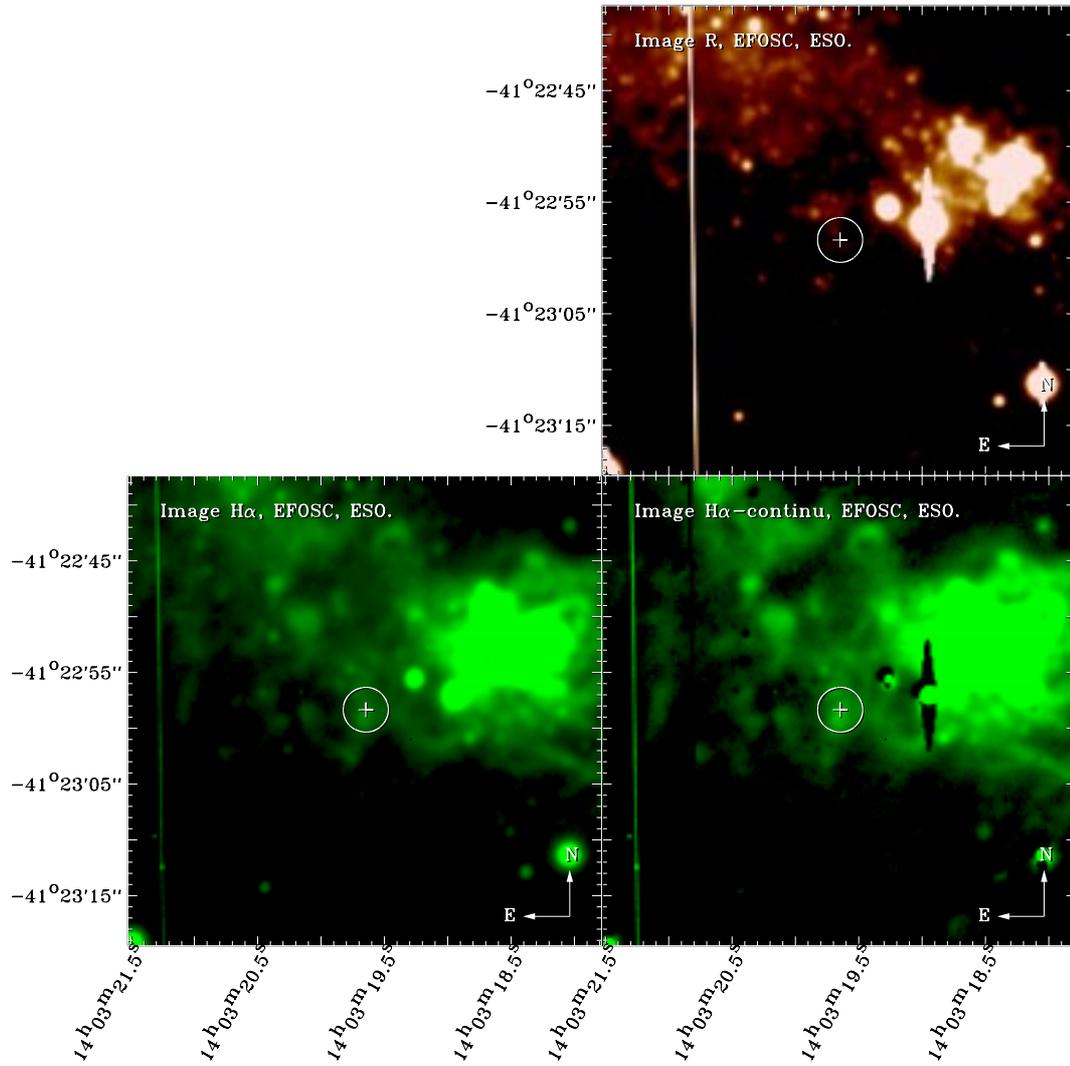


FIGURE A.42 – NGC 5408 X-1

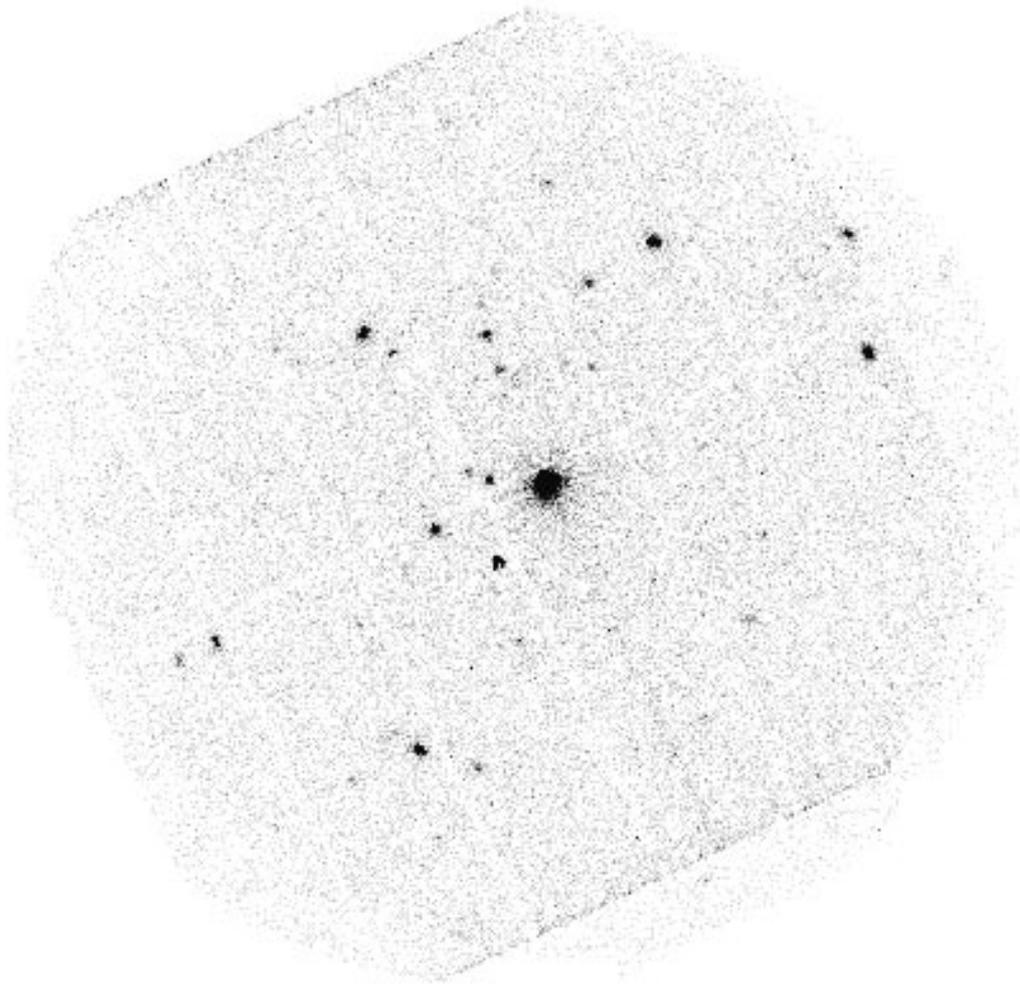


FIGURE A.43 – NGC 5408 X-1 VUE PAR LA CAMÉRA EPIC D’XMM-NEWTON.

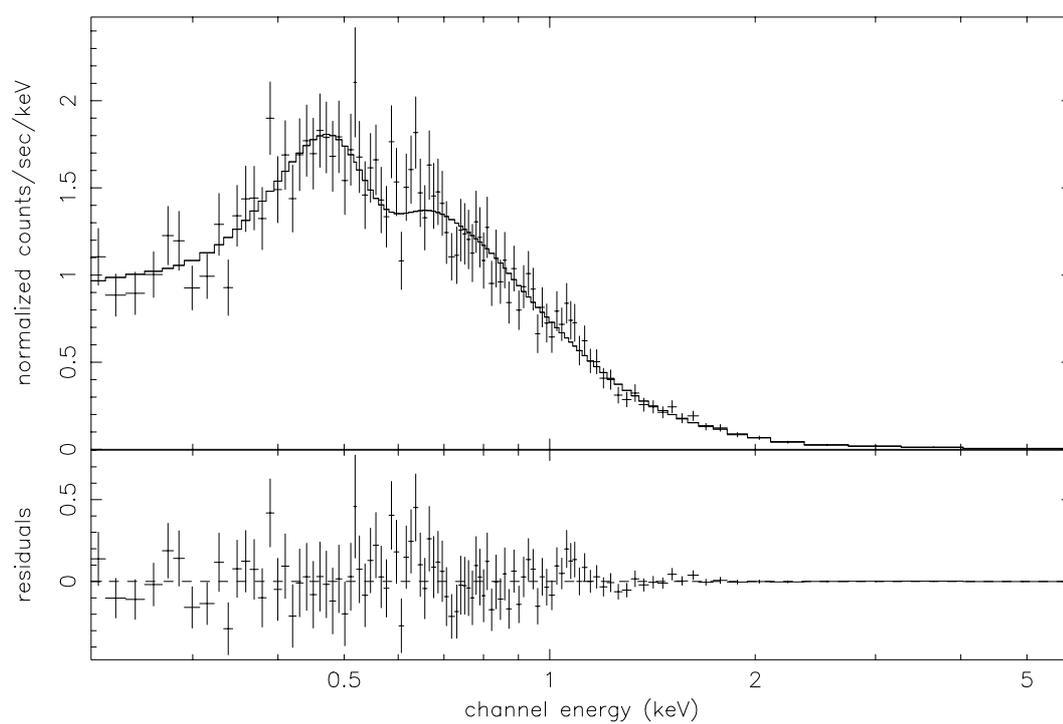


FIGURE A.44 – AJUSTEMENT DU SPECTRE XMM-NEWTON DE NGC 5408 X-1

A.21 M101 S8

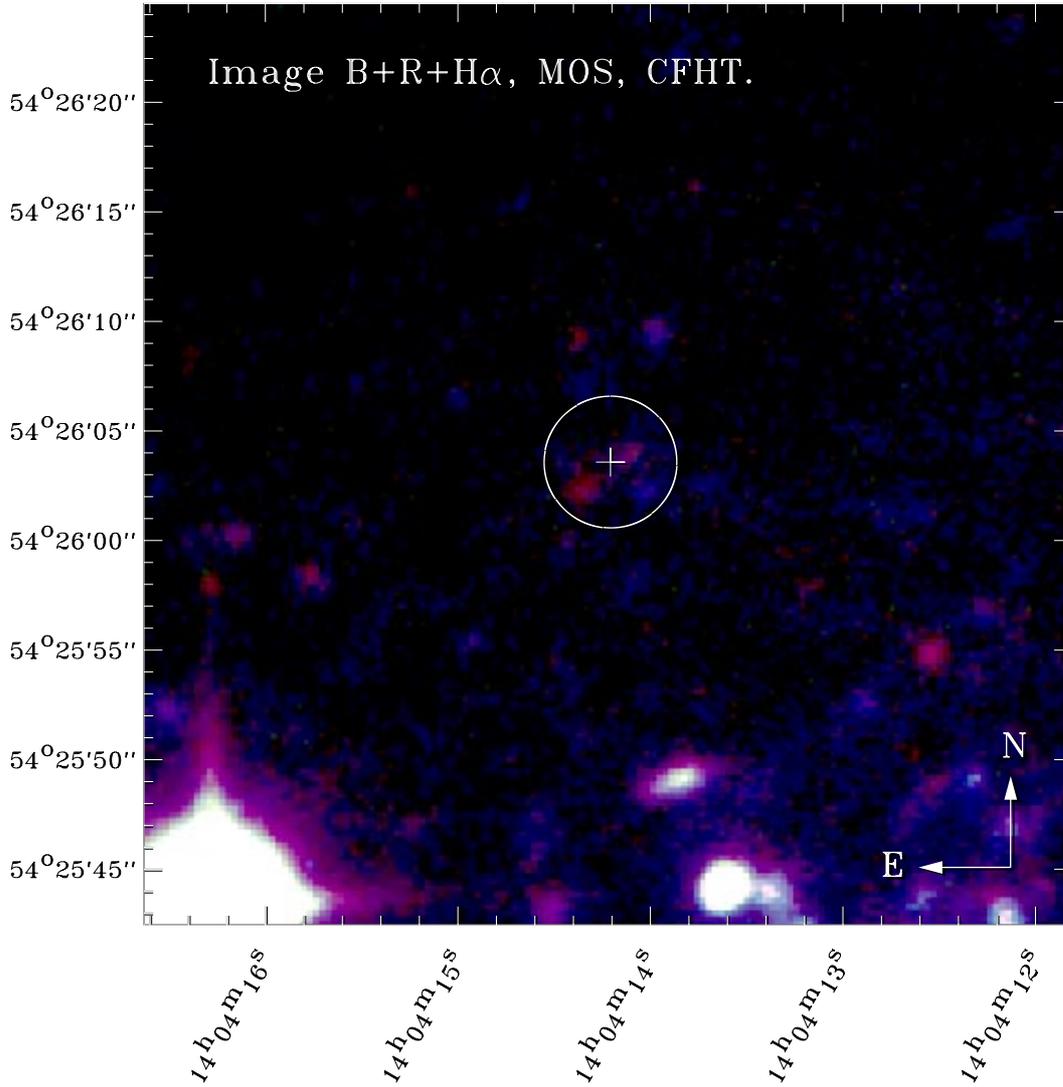


FIGURE A.45 – M 101 S8

TABLEAU A.18 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE M 101 S8. $N_H = 1.15 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
14 04 14.02	+54 26 02.3	23.13	22.28	0.89	-6.22	-7.05	0.83
14 04 14.09	+54 26 04.0	22.99	22.02	1.01	-6.37	-7.31	0.94
14 04 14.36	+54 26 02.3	-	21.92	-	-	-7.41	-

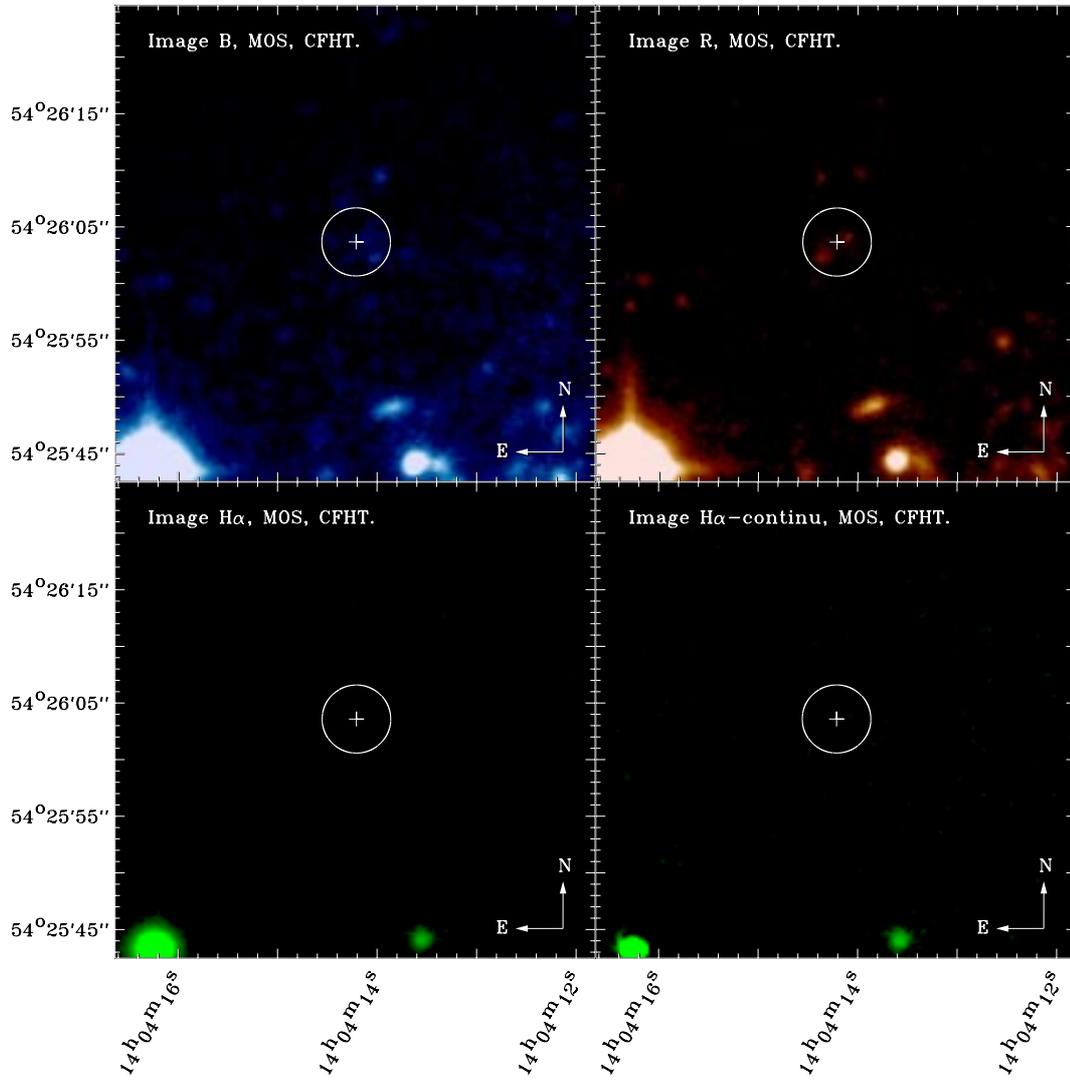


FIGURE A.46 – M 101 S8

A.22 NGC 7714 X-2

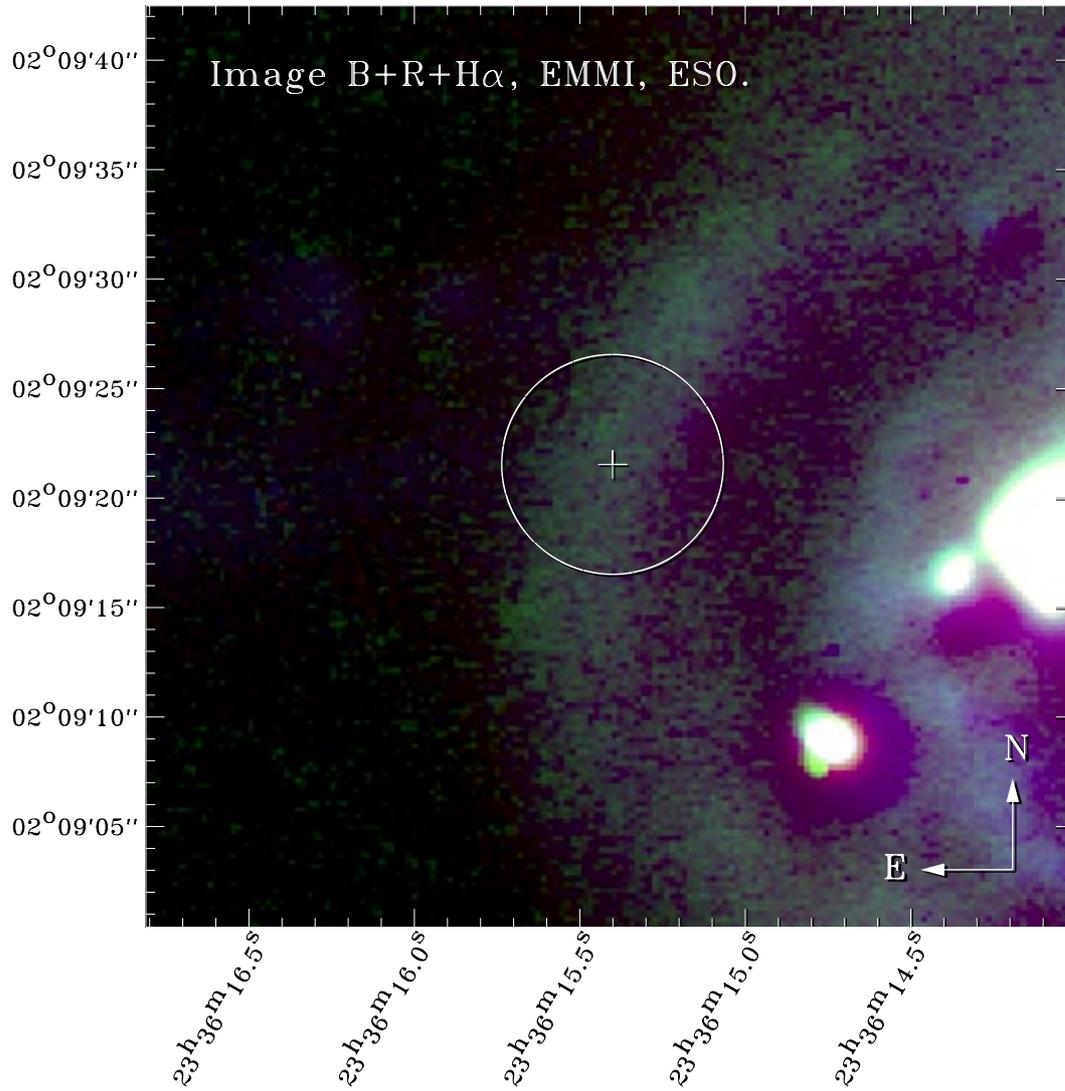


FIGURE A.47 – NGC 7714 X-2

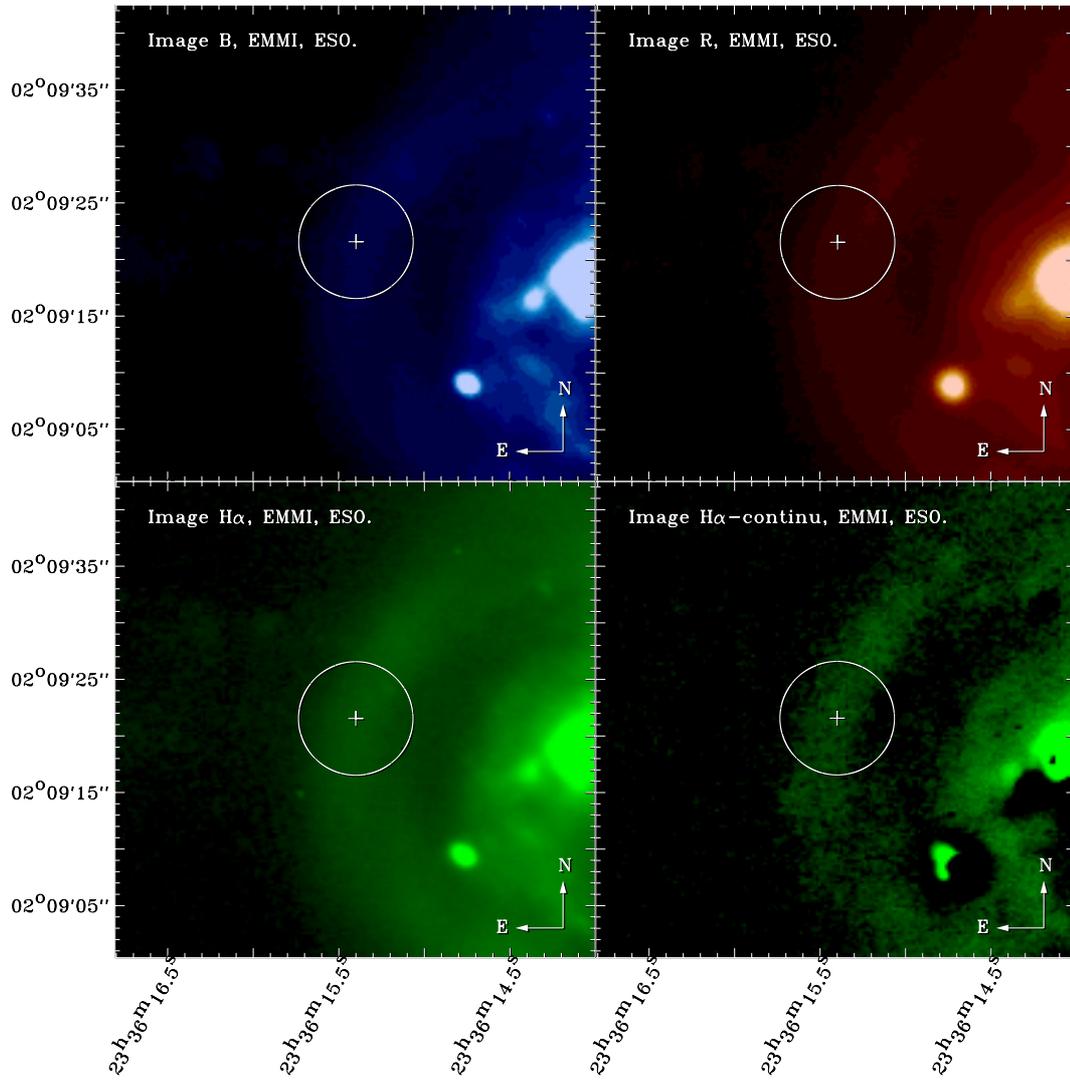


FIGURE A.48 – NGC 7714 X-2

A.23 NGC 7793 P13

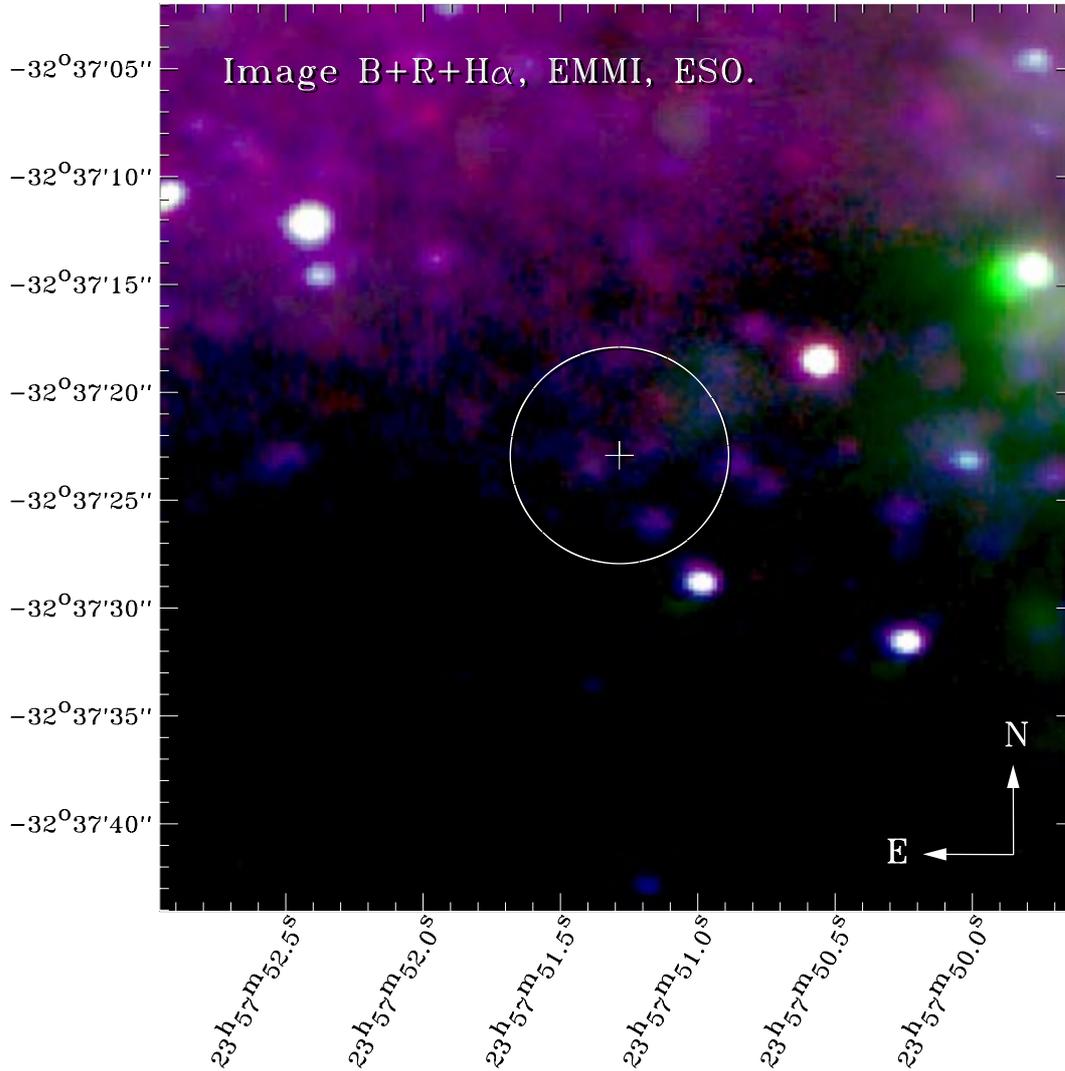


FIGURE A.49 – NGC 7793 P13

TABLEAU A.19 – MAGNITUDES DES OBJETS PROCHES DE NGC 7793 P13. $N_H = 1.15 \cdot 10^{20} \text{ at. cm}^{-2}$.

A.D. (2000)	Dec. (2000)	B	R	B-R	M_B	M_R	$M_B - M_R$
23 57 51.14	-32 37 20.4	-	22.08	-	-	-5.62	-
23 57 51.16	-32 37 26.0	21.53	21.56	-0.03	-6.20	-6.15	-0.05
23 57 51.18	-32 37 22.4	22.98	22.22	0.77	-4.74	-5.49	0.74
23 57 51.40	-32 37 23.1	22.44	21.03	1.41	-5.29	-6.67	1.38

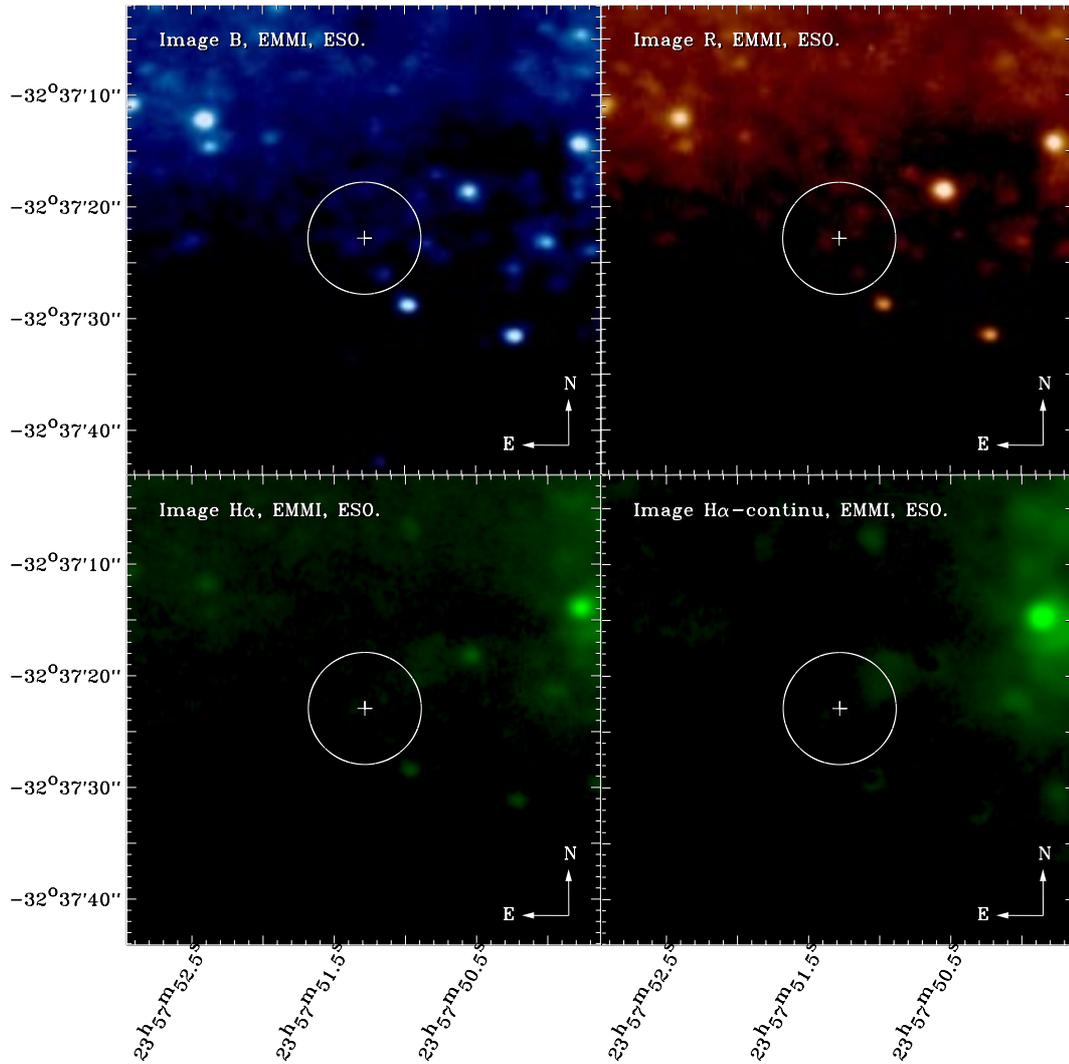


FIGURE A.50 – NGC 7793 P13

SOURCES X ULTRA-LUMINEUSES : CONTREPARTIES OPTIQUES

RÉSUMÉ

Malgré de nombreux efforts tant sur le plan observationnel que théorique, nous ne connaissons que très peu de choses sur la nature des sources X très lumineuses qui n'appartiennent pas au noyau de la galaxie hôte et qui semblent dépasser (ou dépassent) très largement la limite d'Eddington d'un objet de quelques masses solaires.

Ce travail présente dans une première partie l'étude multi-longueurs d'onde d'un échantillon de certains de ces objets à travers les observations X des satellites ROSAT et XMM-Newton et les résultats d'observations optiques menées à l'Observatoire de Haute-Provence, à l'ESO et au CFHT. Ces objets ont été étudiés depuis des décennies sans qu'ils aient livré aucun de leurs secrets, et pour la première fois de nombreuses nébuleuses en émission ont été découvertes à proximité de la source X. Et plus encore, une de ces nébuleuses semble être photoionisée par les rayons X ce qui tend à prouver par la même occasion que l'émission X de l'objet dépasse largement la limite d'Eddington d'un objet de quelques dizaines de masses solaires !

Une deuxième partie de ce travail est consacrée à une tâche plus technique qui fut l'écriture d'un programme intégré à une chaîne de traitement automatique des données du satellite européen XMM-Newton.

ULTRA-LUMINOUS X-RAY SOURCES : OPTICAL COUNTERPARTS

ABSTRACT

Despite much observational and theoretical effort little is presently known about the nature of the luminous non-nuclear X-ray sources which appear to largely surpass the Eddington limit of a few solar masses.

The first part of this work shows the multiwavelength study of a sample of these objects with ROSAT and XMM-Newton observations and through an optical survey done at OHP, ESO and CFHT. These objects have been studied for decades and for the first time several nebulae are seen near the X-ray source. One of these nebulae seem to be X-ray photoionised, meaning that the X-ray emission of this object surpasses the Eddington limit of more than several tenths solar masses !

The second part of this thesis is more dedicated to a technical task which consisted in writing a software used in the XMM-Newton Processing Pipeline.

SCIENCES - ASTROPHYSIQUE ★ SCIENCE - ASTROPHYSICS

MOTS-CLÉS : rayons X : galaxies, rayons X : binaires, rayons X : instrumentation - accretion : disque d'accrétion, accretion : trous noirs, accretion : jets - MIS : bulles, MIS : nébuleuses, MIS : restes de supernova, MIS : chocs

KEY WORDS : X-ray : galaxies, X-ray : binaries, X-ray : instrumentation - accretion : accretion disk, accretion : black holes, accretion : jets - ISM : bubbles, ISM : nebulae, ISM : supernova remnants, ISM : shocks

OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE STRASBOURG
11, RUE DE L'UNIVERSITÉ
67000 STRASBOURG
FRANCE
