



HAL
open science

Echos X dans la zone moléculaire centrale. Une histoire de l'activité du trou noir galactique au cours du dernier millénaire

Dimitri Chuard

► **To cite this version:**

Dimitri Chuard. Echos X dans la zone moléculaire centrale. Une histoire de l'activité du trou noir galactique au cours du dernier millénaire. Physique [physics]. Université Sorbonne Paris Cité, 2018. Français. NNT : 2018USPCC214 . tel-02464914

HAL Id: tel-02464914

<https://theses.hal.science/tel-02464914>

Submitted on 3 Feb 2020

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.

THÈSE DE DOCTORAT
préparée à l'université Paris Diderot
École doctorale 560 – STEP'UP

au sein du laboratoire Astroparticule et Cosmologie (APC)
et du Département d'astrophysique du CEA Paris-Saclay

en vue de l'obtention du grade de
Docteur de l'université Sorbonne Paris Cité
en physique de l'Univers

Échos X dans la zone moléculaire centrale
Une histoire de l'activité du trou noir galactique
au cours du dernier millénaire

par
Dimitri Chuard

sous la direction de Régis Terrier et Andrea Goldwurm

Présentée et soutenue publiquement à Paris le 22 novembre 2018 devant le jury suivant :

Président : Antoine Kouchner, professeur des universitésAPC
Rapporteurs : Massimo Cappi, astrophysicien INAF/OAS
Guillaume Dubus, directeur de recherche IPAG
Examineurs : Thibaut Paumard, chargé de rechercheLESIA
Hélène Sol, directrice de rechercheLUTH
Directeur : Régis Terrier, chargé de recherche APC
Codirecteur : Andrea Goldwurm, directeur de recherche APC/CEA



Ce travail est mis à disposition sous licence
Attribution - Pas d'utilisation commerciale - Pas de modification 3.0 France.

Lo duca e io per quel cammino ascoso
intrammo a ritornar nel chiaro mondo;
e senza cura aver d'alcun riposo,
salimmo sú, el primo e io secondo,
tanto ch'í' vidi de le cose belle
che porta 'l ciel, per un pertugio tondo.
E quindi uscimmo a riveder le stelle.

— Dante, *Inferno* (xxxiv, 133-139)

Avant-propos

Une nuit de janvier 1994, un séisme d'une intensité sans précédent frappa Los Angeles. La violence des secousses mit hors service le réseau électrique, et la ville plongea soudain tout entière dans l'obscurité.

Tirés de leur sommeil par le phénomène tectonique, les habitants se retrouvèrent dans un noir presque total. Seules quelques lueurs rougeoyantes étaient visibles ici et là, résultat de l'embrasement des conduites de gaz rompues par le séisme. Au-dessus de la ville enveloppée dans la nuit, une myriade d'infimes lanternes se révélait progressivement aux yeux des Angelinos. Gommé avec minutie par un siècle d'éclairage intensif, le ciel étoilé était de nouveau là, intact. Identique à celui, inévitable et omniprésent, qui fit tant s'émerveiller et s'interroger les générations innombrables des temps passés.

Mais les hommes et les femmes occupés des centres-villes avaient depuis longtemps oublié ce spectacle. Ils vivaient avec l'utopie de vaincre la nuit pour assurer la perpétuation sans limite de leurs activités, non plus seulement du matin au soir mais le jour *et* la nuit. Aussi, furent-ils nombreux, ce 17 janvier 1994, à s'alarmer de l'apparition d'un « grand nuage argenté » au-dessus de la ville. Les services de secours et le célèbre observatoire Griffith reçurent un grand nombre d'appels inquiets à ce sujet¹.

D'abord stupéfaits, ils comprirent bien vite que le mystérieux phénomène n'était rien d'autre que la Voie lactée, notre galaxie vue par la tranche. Connue des hommes depuis la bien nommée *nuit des temps*, elle était soudain redevenue un inquiétant mirage. À la faveur du séisme, une partie des Angelinos découvrait le ciel étoilé pour la première fois. Sans cet événement par ailleurs dramatique, peut-être même ne l'auraient-ils jamais observé de toute leur vie, alors que son spectacle avait fait le quotidien de leurs ancêtres.

C'est aux régions centrales de cette galaxie, la nôtre, devenue presque invisible dans les villes où se concentre désormais plus d'un humain sur deux, que cette thèse est consacrée. Au-delà de l'exercice académique et scientifique qu'elle constitue, souhaitons qu'elle puisse inviter le lecteur à recouvrer l'obscurité perdue.

¹ Cette anecdote est attestée par un témoignage du directeur de l'observatoire alors en poste, Ed Krupp, paru dans le *Los Angeles Times* en 2011. Après vérification, la nuit du 16 au 17 janvier 1994 était effectivement une nuit claire et sans lune.

Table des matières

1	Activité des trous noirs supermassifs	1
1.1	Des ondes radios aux quasars	1
1.2	De la nature des quasars et des autres noyaux actifs	3
1.3	Les trous noirs : contexte théorique et astrophysique	6
1.4	Physique de l'accrétion « froide »	10
1.5	Variété des niveaux d'activité dans les noyaux galactiques	13
1.6	Physique de l'accrétion « chaude »	14
2	Le noyau de la Voie lactée et son activité	15
2.1	Structure d'ensemble de la Voie lactée	15
2.2	Vues générales du centre galactique	19
2.3	Émission diffuse et phases du milieu interstellaire	27
2.4	Les trente parsecs centraux	34
2.5	Sagittarius A*, le trou noir supermassif galactique	36
2.6	Activité de Sagittarius A*	39
3	Observations en rayons X	43
3.1	Des origines aux missions historiques	43
3.2	Spécificités de l'astronomie X	46
3.3	L'observatoire spatial Chandra	50
3.4	L'observatoire spatial XMM-Newton	50
3.5	Réduction et analyse des données	53
4	Physique des échos de lumière	61
4.1	Origine des raies de fluorescence	61
4.2	Origine de la composante continue	64
4.3	Spectre des échos de lumière	70
4.4	Propriétés géométriques et effets temporels	73
4.5	Découverte d'échos X au centre galactique	76
4.6	Origine de l'émission non thermique diffuse	78
4.7	Source à l'origine de l'illumination	82
4.8	Méthodes de reconstruction de l'activité passée de Sgr A*	83
5	Modélisation et simulation des échos	87
5.1	Condition de validité d'une approche analytique	87
5.2	Un modèle semi-analytique pour les diffusions simples	88
5.3	Implémentation du modèle semi-analytique	91
5.4	Résultats obtenus avec le modèle semi-analytique	93
5.5	Un modèle Monte-Carlo pour les diffusions multiples	96
5.6	Description générale du code <i>rayflX</i>	99
5.7	Sauvegarde des photons et tables XSPEC	105
5.8	Tests et résultats obtenus avec <i>rayflX</i>	108
5.9	Application de <i>rayflX</i> à Sagittarius B2	110
5.10	Aspects temporels	113
6	Étude du complexe moléculaire Sagittarius C	121
6.1	Le complexe moléculaire Sagittarius C	121
6.2	Émission thermique du candidat reste de supernova	121

6.3	Identification croisée de la source X active en 2005	127
6.4	Étude de deux filaments non thermiques	128
6.5	Émission à 6,4 keV de Sgr C	132
6.6	Variabilité de l'émission à 6,4 keV de Sgr C	135
6.7	Détermination de la position des nuages	141
6.8	Ébauche de reconstruction de l'activité passée	147
7	Reconstruction de l'activité passée de Sgr A*	151
7.1	Variations de l'émission à grande échelle	151
7.2	Application du modèle <i>rayflX</i> à Sagittarius C	152
7.3	Application du modèle <i>rayflX</i> à Sagittarius B	156
7.4	Application du modèle <i>rayflX</i> à Sagittarius D	162
7.5	Application du modèle <i>rayflX</i> à Sagittarius A	164
7.6	Nombre d'évènements associés aux positions obtenues	171
7.7	Propriétés des deux évènements identifiés	177
7.8	Origine physique des évènements identifiés	180
	Conclusion et perspectives	183
	Remerciements	189
	Bibliographie	191

Échos X dans la zone moléculaire centrale
Une histoire de l'activité du trou noir galactique
au cours du dernier millénaire

Activité des trous noirs supermassifs

1.1 Des ondes radios aux quasars

L'idée que des formes de lumière puissent exister sans être accessibles à nos yeux ne va pas de soi. Cantonnés à observer le monde dans une infime portion du spectre électromagnétique — la « lumière visible », les hommes n'ont pu soupçonner la diversité des rayonnements dont ils étaient privés sans le savoir. Un siècle, très exactement, aura pourtant suffi à circonscrire l'étendue des formes prises par la lumière, entre la découverte du rayonnement infrarouge par l'astronome britannique William Herschel en 1800 et la mise en évidence des rayons gamma par le français Paul Villard en 1900 (table 1.1, deuxième colonne). Un autre « siècle des lumières », en somme, qui a bouleversé les sciences en multipliant les voies d'accès au monde et en rendant possible de très nombreuses révolutions techniques. En astrophysique particulièrement, l'ouverture de ces nouvelles fenêtres sur le ciel, aujourd'hui complétées par des messagers non photoniques (rayons cosmiques, neutrinos et ondes gravitationnelles), confirme avec force que « l'essentiel est invisible pour les yeux »¹.

¹ Antoine de Saint-Exupéry, *Le Petit Prince*, 1943.

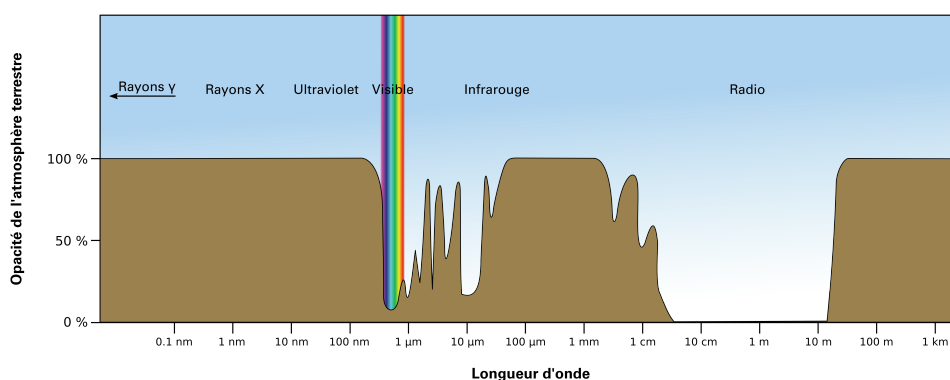


FIGURE 1.1 – Opacité de l'atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde, pour l'ensemble du spectre électromagnétique. La fenêtre « visible », c'est-à-dire accessible à nos yeux, est représentée par la bande arc-en-ciel. Elle correspond à une très faible portion de l'ensemble du spectre.

Le dévoilement de nouveaux domaines spectraux au cours du XIX^e siècle n'a toutefois pas immédiatement pu bénéficier à l'astrophysique (table 1.1, troisième colonne). En effet, certaines limites techniques liées, par exemple, à l'opacité de l'atmosphère terrestre et donc à la nécessité d'observer depuis l'espace, ont d'abord dû être surmontées. Mais aussi, plus fondamentalement, l'idée que des sources astrophysiques puissent émettre dans l'ensemble du spectre électromagnétique a longtemps été loin de faire l'unanimité. Les astronomes du début du siècle dernier pensaient, par exemple,

TABLE 1.1 – Dates de découverte et de première application en astrophysique des différents domaines du spectre électromagnétique (les observations du Soleil et de la Lune ne sont pas considérées ici).

Domaine spectral	Découverte	Première observation astrophysique
Ondes radio	1888 (Hertz)	1933 (Jansky)
Infrarouge	1800 (Herschel)	1898 (Nichols ³)
Lumière visible		
Ultraviolet	1801 (Ritter)	1968 (OAO-2)
Rayons X	1895 (Röntgen)	1962 (Giacconi)
Rayons gamma	1900 (Villard)	1961 (<i>Explorer 11</i>)

qu'aucune source astrophysique ne pouvait être détectée en ondes radio en raison des effets ionosphériques et de la nature du rayonnement de corps noir des étoiles, pour lequel la loi de Planck prédit un flux extrêmement faible dans le domaine radio. La partie du rayonnement radiométrique correspondant aux fréquences comprises entre environ 10 MHz et 100 GHz coïncide pourtant avec la plus grande fenêtre de transparence de l'atmosphère terrestre². Et c'est donc par hasard qu'eut lieu la première détection en radioastronomie, en 1933, lorsque l'ingénieur américain Karl Jansky comprit, après plusieurs mois d'investigation, que le signal parasite qui perturbe les télécommunications autour de 20 MHz est associé à la Voie lactée, et notamment à son centre, dans la direction du Sagittaire (Jansky, 1933).

² Cette fenêtre est bien plus large que celle associée à la lumière visible. Elle est limitée par la fréquence plasma de l'ionosphère terrestre aux basses fréquences, et par les raies d'absorption des molécules atmosphériques (transitions vibrationnelles) aux hautes fréquences.

À la suite de cette découverte, Jansky propose aux *Bell Labs* où il travaille de construire un radiotélescope de 30 mètres dans le but d'étudier plus en détail cette émission d'origine astrophysique. Dans le contexte de la Grande Dépression, le financement lui est malheureusement refusé. Jansky quitte alors définitivement le champ de la radioastronomie naissante et peu de travaux sont effectués dans le domaine jusqu'à la fin de la seconde guerre mondiale, à l'exception notable de ceux de Grote Reber. Cet ingénieur américain construit en effet un radiotélescope de 9 mètres dans son jardin avec lequel il établit le premier relevé du ciel en radio.

³ G. H. Rieke (2009). « History of infrared telescopes and astronomy ». In : *Experimental Astronomy* 25.1, p. 125.

C'est surtout dans les années 1950 que la radioastronomie connaît un développement intense, entre autres grâce au groupe d'astronomie du laboratoire Cavendish de l'université de Cambridge, au Royaume-Uni, à l'origine du *Third Cambridge Catalogue of Radio Sources* (Edge et al., 1959). Ce catalogue, publié en 1959, recense 471 radiosources détectées à 158 MHz avec l'interféromètre de Cambridge mis au point par Martin Ryle et Antony Hewish. Une partie de ces sources ne semblant pas avoir de contrepartie en lumière visible, un des enjeux liés à ces détections est alors de rechercher une éventuelle émission visible à l'emplacement des radiosources cataloguées. L'astronome néerlandais Maarten Schmidt est alors de ceux qui se consacrent à cette tâche. Il s'intéresse notamment à la radiosource 3C 273 dont la position vient d'être déterminée à moins d'une seconde d'arc près par Hazard, Mackey et Shimmins (1963) à la faveur de trois occultations lunaires observées au cours de l'année 1962 avec le radiotélescope de 64 mètres de diamètre de l'observatoire de Parkes, en Australie. À l'aide du télescope de 5 mètres du mont Palomar, alors le plus grand du monde, Schmidt recherche donc une source visible à la position de 3C 273. Il y découvre une « étoile » bleue de treizième magnitude, dont le spectre présente de

larges raies d'émission situées à des longueurs d'onde ne correspondant à aucun élément chimique identifié. Le 5 février 1963, Schmidt réalise soudainement que certaines de ces raies sont simplement celles bien connues de l'hydrogène⁴, mais qu'elles apparaissent mystérieusement décalées vers le rouge d'un facteur $z = (\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0) / \lambda_0 = 0,158$. L'une des hypothèses qu'il avance pour expliquer ce décalage spectral est qu'il soit d'origine cosmologique⁵. Toutefois, pour que l'expansion de l'Univers génère un tel décalage, la distance à la source 3C 273 doit être considérable. Dans un papier publié un mois plus tard dans la revue *Nature*, Schmidt (1963) l'estime à environ 500 Mpc. La conséquence immédiate de cette hypothèse est que, pour être détectable malgré un tel éloignement, 3C 273 doit être une source extrêmement lumineuse.

À la suite de la découverte de Schmidt, Greenstein et Matthews (1963) rapportent dans le même numéro de la revue *Nature* qu'un autre objet du troisième catalogue de Cambridge, 3C 48, présente également des raies spectrales décalées, cette fois d'un facteur $z = 0,3675$. D'autres sources du même type seront découvertes peu après, conduisant la communauté à se réunir pour débattre de leur nature à Dallas en décembre 1963, puis à Austin l'année suivante, donnant ainsi naissance aux célèbres *Texas Symposium*. Un des enjeux majeurs de ces discussions est alors d'expliquer comment des sources aussi lumineuses, atteignant typiquement 10^{46} erg s⁻¹ dans la bande visible, peuvent être contenues dans des régions très petites, ainsi que le suggèrent leur apparence stellaire (non résolue angulairement) et leurs variations très rapides⁶.

1.2 De la nature des quasars et des autres noyaux actifs

En mai 1964, ces sources radio d'apparence quasi-stellaire furent baptisées « quasars » (abréviation de *quasi-stellar radio sources*, en anglais) par l'astrophysicien américain Hong-Yee Chiu. Depuis cette époque, plus de 300 000 quasars ont été recensés (Souchay et al., 2015). À la fin des années 1960, il est apparu que la plupart d'entre eux étaient en fait principalement détectables en lumière visible et ne présentaient pas d'émission radio associée, à la différence des quasars historiques 3C 273 et 3C 48 (Sandage, 1965).

Les quasars ainsi découverts ont été tardivement rapprochés d'une autre catégorie d'objets étudiés bien des années plus tôt par l'astronome américain Carl Seyfert et restés dans l'oubli jusqu'alors. Seyfert s'est en effet intéressé, au début des années 1940, à six galaxies spirales⁷ dont le noyau, très brillant et d'apparence stellaire (fig. 1.2), présente des raies d'émission extrêmement larges (Seyfert, 1943). Il a immédiatement attribué cette observation à l'effet Doppler, en déduisant que la matière doit s'y déplacer à des vitesses très importantes ($\sim 10^3$ km s⁻¹). Ces raies sont les mêmes que celles observées dans les quasars, mais avec des décalages spectraux beaucoup plus faibles. Si cette similitude implique un fort regain d'intérêt pour les galaxies de Seyfert, celles-ci sont toutefois considérées comme des objets de nature différente des quasars. C'est seulement avec la découverte de la variabilité optique de NGC 4151 (Pacholczyk et Weymann, 1968), puis avec la mise au jour d'un continuum de luminosité entre les galaxies de Seyfert et les quasars

⁴ Il s'agit des raies de la série de Balmer, c'est-à-dire les raies spectrales de l'hydrogène atomique correspondant à des transitions électroniques des couches supérieures vers la couche $n = 2$. La raie H α est l'une des raies de Balmer.

⁵ Cette hypothèse est alors loin de faire l'unanimité. Elle va donner lieu à une importante controverse qui durera jusqu'à la fin des années 1970.

⁶ En raison du principe de causalité, un astre qui présente des variations de luminosité en un temps Δt doit nécessairement être de rayon $R < c\Delta t$.

⁷ NGC 1068, 1275, 3516, 4051, 4151 et 7469.

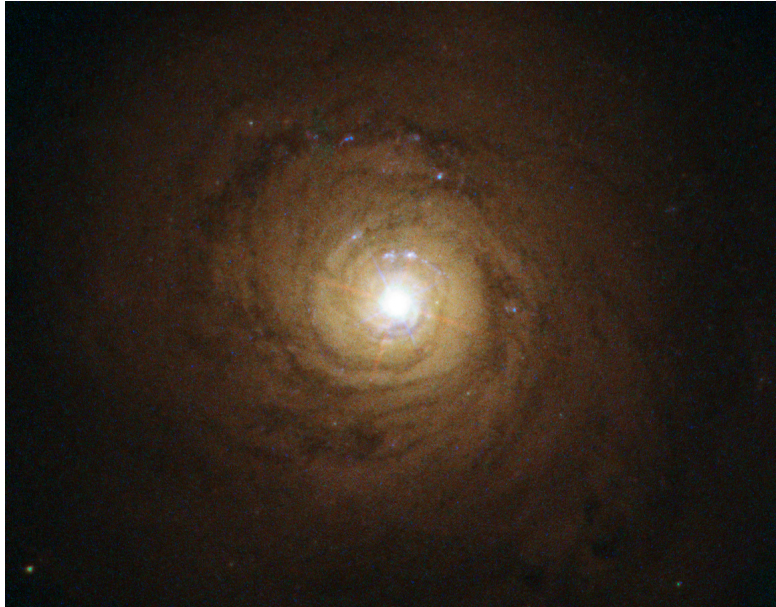


FIGURE 1.2 – Vue de la galaxie de Seyfert NGC 5548 prise avec le télescope spatial *Hubble*. La présence d'aigrettes de diffraction autour de la source centrale traduit le fait qu'elle est non résolue angulairement, ce qui lui confère une apparence stellaire.

à la faveur des relevés de galaxies effectués notamment par l'astronome arménien Benjamin Markarian depuis l'observatoire de Byurakan, que ces objets sont considérés comme similaires. Weedman (1976) écrit ainsi :

Had the quasars instead been discovered after surveys of galaxies had demonstrated the existence of numerous very luminous, compact galactic nuclei, the quasars would have been readily considered to be distant examples of such nuclei. Instead, the quasars were considered as a distinct and unprecedented class of objects so it was only fair to question them thoroughly, including the nature of their redshifts.

Les galaxies de Seyfert et les quasars font aujourd'hui partie d'une typologie d'objets beaucoup plus large, appelés galaxies actives ou, par synecdoque, noyaux actifs de galaxie (AGN, acronyme anglais de *Active Galactic Nuclei*). Alors que l'émission des galaxies ordinaires est dominée par la somme de leurs étoiles, les galaxies actives se distinguent par leur distribution spectrale d'énergie beaucoup plus large, allant des ondes radios aux rayons gamma. Cette émission non thermique provient de la région centrale et peut dépasser de plusieurs ordres de grandeur la luminosité du reste de la galaxie.

La multiplication des découvertes observationnelles précédant les avancées théoriques, une classification complexe s'est constituée au cours du temps pour rendre compte des différents types de galaxies actives observés. Cette zoologie est, sous de nombreux aspects, purement historique et un important effort a été fourni pour l'unifier au cours des dernières décennies (p. ex. Antonucci, 1993 ; Urry et Padovani, 1995). Les modèles d'unification reposent sur l'idée que les différents types d'AGN correspondent à des objets semblables, mais vus sous des angles différents.

La faible dimension de la région d'émission et sa grande luminosité ont conduit à proposer que la source d'énergie centrale soit un trou noir

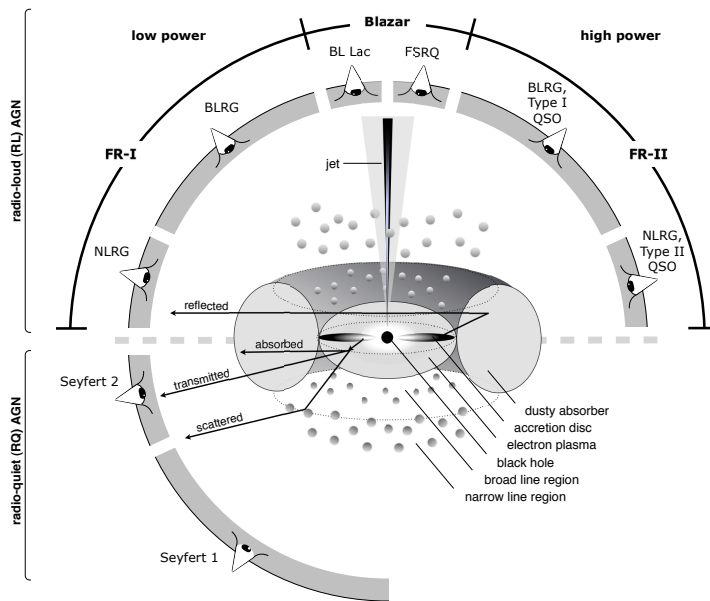


FIGURE 1.3 – Schéma d'unification des AGN. Selon l'angle de vue de l'observateur, le même objet peut présenter des caractéristiques différentes. Celles-ci dépendent également de la puissance de la source centrale et de l'existence éventuelle de jets (de part et d'autre du disque). Figure extraite de Beckmann et Shradler (2012b).

supermassif (voir Salpeter, 1964 ; Zel'dovich et Novikov, 1964 ; Lynden-Bell, 1969, pour les travaux fondateurs), d'une masse pouvant varier entre 10^5 et $10^{10} M_{\odot}$. Les structures qui l'entourent, tels un disque d'accrétion et un tore de poussière, permettent de rendre compte de la rupture de symétrie constatée en fonction de l'angle sous lequel le noyau actif est observé depuis la Terre (fig. 1.3). C'est ce qui explique par exemple l'existence de deux types de galaxies de Seyfert. En effet, certaines galaxies de Seyfert (dites Seyfert 1) présentent à la fois des raies fines correspondant aux transitions interdites et des raies larges correspondant aux transitions permises, tandis que d'autres (Seyfert 2) présentent uniquement des raies fines, permises et interdites. Puisque la largeur des raies traduit la vitesse du gaz, la coexistence de raies larges et fines dans les Seyfert 1 indique que ces deux types d'émission proviennent de deux régions différentes, appelées *broad line region* (BLR) et *narrow line region* (NLR). L'absence de raies larges dans le spectre des Seyfert 2 n'implique pas l'inexistence d'une BLR dans ces objets, mais suggère plutôt que celle-ci est masquée à l'observateur par le tore de poussière. De la même façon, il est d'usage de diviser les radiogalaxies selon qu'elles présentent (BLRG) ou non (NLRG) de larges raies d'émission. La plupart des radiogalaxies présente par ailleurs une structure bilobée s'étendant jusqu'à plusieurs mégaparsecs à partir du noyau. Fanaroff et Riley (1974) distinguent ainsi les radiogalaxies de types FR I et FR II en fonction de la proximité au noyau de la région d'émission du jet. Enfin, une dernière grande famille regroupe les AGN dont le jet pointe en direction de la Terre, nommés blazars⁸.

⁸ L'objet de cette thèse n'étant pas d'explorer en détail la diversité des AGN, la zoologie décrite ici est volontairement très simplifiée. Le lecteur intéressé par une description détaillée pourra par exemple consulter l'ouvrage de Beckmann et Shradler (2012a).

1.3 Les trous noirs : contexte théorique et astrophysique

Comme nous venons de le voir, les trous noirs supermassifs ont été soupçonnés d'être la source d'énergie des noyaux actifs de galaxie dès la fin des années 1960. Pour autant, à cette époque, le concept de trou noir reste une curiosité théorique aux yeux de la plupart des astrophysiciens et il leur semble peu probable que de tels objets existent réellement. L'idée d'un astre si compact⁹ que la lumière ne puisse s'échapper de sa surface remonte pourtant à la fin du XVIII^e siècle, lorsque le pasteur anglais John Michell applique le concept newtonien de vitesse de libération à la vitesse de la lumière dans un article préfigurateur (Michell, 1784). La théorie corpusculaire de la lumière esquissée par Newton est alors en vogue des deux côtés de la Manche, et Michell, newtonien convaincu, cherche à « montrer l'unité de la physique newtonienne [en mettant] corpuscules matériels et lumineux sur un pied d'égalité » (Eisenstaedt, 2005). Il écrit ainsi que « les particules de lumière sont attirées de la même manière que les autres corps » et prédit l'existence d'astres dont « nous ne pourrions avoir d'information par la vue ; pourtant, s'il arrivait que quelque autre corps lumineux tourne autour d'eux, des mouvements de ces corps tournants nous pourrions peut-être encore déduire l'existence du corps central avec quelque degré de probabilité ».

⁹ La compacité Ξ ($\propto M/R$) diffère de la densité ($\propto M/R^3$).

Quelques années plus tard, le mathématicien français Pierre-Simon de Laplace reprend cette idée : « tout en s'abstenant de citer leur inventeur dont il connaissait très probablement le travail, [il] a néanmoins eu la bonne idée de leur donner un nom » explique Eisenstaedt (2005). Ce nom est celui de « corps obscurs ». Mais avec le retour sur le devant de la scène de la théorie ondulatoire de la lumière au début du XIX^e siècle, l'idée de tels objets est rapidement abandonnée. Laplace cesse d'ailleurs d'y faire référence à partir de la troisième édition de son *Exposition du système du monde*, dès 1808.

Trou noir de Schwarzschild

Le concept réapparaît de manière inattendue un siècle plus tard, comme une des conséquences les plus immédiates de la théorie de la relativité générale. Le 22 décembre 1915, à peine quelques semaines après la publication de l'équation de champ fondatrice de la théorie, Albert Einstein reçoit à sa grande surprise une lettre de son collègue prussien Karl Schwarzschild (alors mobilisé comme lieutenant d'artillerie sur le front russe). Celui-ci l'informe qu'il est parvenu à obtenir la première solution exacte de l'équation de champ de la relativité générale, $G_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu}$, qui relie la façon dont l'espace-temps est courbé localement ($G_{\mu\nu}$) et la distribution d'énergie-impulsion en son sein ($T_{\mu\nu}$), l'une et l'autre s'influençant mutuellement¹⁰. Einstein, jusqu'alors convaincu qu'une telle découverte prendrait des dizaines d'années du fait de la non linéarité de l'équation, répond à Schwarzschild (cité par Eisenstaedt, 1989) :

J'ai lu votre article avec le plus grand intérêt. Je ne m'attendais pas à ce qu'on puisse obtenir une solution exacte du problème aussi simplement. J'aime beaucoup votre traitement mathématique de la question. Je présenterai ce travail à l'Académie mardi prochain avec quelques mots d'explication.

La métrique proposée par Schwarzschild est la première solution non triviale¹¹ de l'équation d'Einstein, statique et à symétrie sphérique dans

¹⁰ L'équation d'Einstein est ici présentée sous sa forme simplifiée, sans constante cosmologique et dans le système d'unités géométriques où $G = c = 1$.

¹¹ Au sens où elle diffère de la métrique de Minkowski.

le vide (Schwarzschild, 1916). Dans le système de coordonnées associé $(x^\alpha) = (t, r, \theta, \varphi)$, elle s'écrit :

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = - \left(1 - \frac{2m}{r}\right) dt^2 + \frac{dr^2}{1 - 2m/r} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (1.1)$$

où m est une constante d'intégration homogène à une longueur, qui peut s'écrire $m = GM/c^2$, avec M la masse de l'objet central¹². C'est le seul paramètre de la métrique. Dans le cas où $m = 0$, la métrique de Schwarzschild redonne logiquement celle de Minkowski.

La métrique de Schwarzschild s'applique à l'extérieur de tout astre sphérique isolé, et donc, dès que $r > 0$ si l'on considère que toute la masse est concentrée en $r = 0$. À très grande distance de cette dernière ($r \rightarrow \infty$), elle tend logiquement vers la métrique de Minkowski exprimée en coordonnées sphériques, c'est-à-dire vers un espace-temps plat.

La métrique de Schwarzschild est singulière en $r = 2m$, puisqu'alors $g_{rr} \rightarrow \infty$, ainsi qu'en $r = 0$. Ces deux singularités sont de nature différente. La singularité en $r = 0$ est une singularité de courbure de l'espace-temps, tandis que celle en $r = 2m$ est uniquement due au système de coordonnées utilisé¹³. Cela peut être montré par un changement de coordonnées : en réécrivant par exemple la métrique en coordonnées d'Eddington-Finkelstein, elle devient régulière en $r = 2m$. L'hypersurface $r = 2m$ définit néanmoins une limite statique : une fois passée dans la région $r < 2m$, une particule (massive ou non) ne peut plus être immobile et son mouvement la conduit inexorablement au point $r = 0$. C'est en cela que la métrique de Schwarzschild décrit un objet comparable aux corps obscurs imaginés par Michell et Laplace, bien que sa masse soit ici forcément d'extension nulle (concentrée en $r = 0$) :

On peut [...] épiloguer à l'envi pour savoir s'il s'agit vraiment des « mêmes » objets, chez Michell, Laplace, et plus tard chez Penrose, Wheeler, Hawking... Les puristes pointeront avec raison que ces concepts, bâtis à partir de deux théories différentes, sur des principes qui n'ont que peu en commun, sont, sur le plan des structures théoriques, « incommensurables ». Pourtant, à supposer que, avant la naissance de la relativité générale, ces corps obscurs aient été — indirectement — « observés », on aurait évidemment considéré, et à juste titre, que le texte de Michell en avait prédit l'existence... Et, non moins justement, on aurait pensé, lors de l'avènement de la théorie d'Einstein, que celle-ci donnait de ce phénomène une explication plus convaincante et plus précise que la théorie de Newton.¹⁴

Un observateur situé à l'infini ne verra jamais une particule franchir l'hypersurface $r = 2m$. En effet, au fur et à mesure qu'elle se rapproche de celle-ci, le temps mesuré par l'observateur va tendre vers l'infini¹⁵. Les régions situées de part et d'autre de cette limite sont donc causalement déconnectées. L'hypersurface de genre lumière définie par $r = 2m$ est appelée ainsi « horizon des événements ». Elle correspond à une membrane à sens unique, franchissable uniquement de l'extérieur vers l'intérieur. Elle permet de définir le trou noir de Schwarzschild en relativité générale¹⁶, dont

¹² Il s'agit en toute rigueur de la masse totale de l'espace-temps, considérée ici entièrement concentrée en $r = 0$.

¹³ Comme la longitude des pôles d'une sphère qui n'est pas définie en coordonnées sphériques, par exemple.

¹⁴ Eisenstaedt (2005).

¹⁵ Le temps propre de la particule va quant à lui rester fini et celle-ci ne subira rien de particulier lors de son passage en $r = 2m$.

¹⁶ Une définition plus rigoureuse peut être obtenue en s'appuyant sur la compactification conforme de l'espace-temps, voir Gourgoulhon (2016).

la limite est le rayon $r = 2m$ appelé rayon de Schwarzschild et noté R_S , qui vaut :

$$R_S \simeq 3 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ km} \quad (1.2)$$

Trou noir de Kerr

Le trou noir de Schwarzschild n'a qu'un seul paramètre : sa masse M . Des solutions plus générales ont été proposées à partir des années 1960. Elles restent néanmoins très simples, dans le sens où, contrairement au grand nombre de paramètres nécessaires pour décrire d'autres astres, à l'instar des étoiles et des planètes, seules trois observables sont nécessaires pour décrire complètement un trou noir isolé observé de l'extérieur : sa masse M , son moment cinétique J et sa charge Q . Ce résultat est connu sous le nom de théorème de calvitie¹⁷. Ainsi, en considérant raisonnablement que $Q = 0$, un trou noir stationnaire dans le vide est nécessairement décrit par la métrique de Schwarzschild généralisée au cas où $J \neq 0$ pour prendre en compte l'éventuelle rotation du trou noir¹⁸. La métrique correspondante s'appelle la métrique de Kerr (1965). Elle s'exprime dans les coordonnées de Boyer-Lindquist, qui généralisent celles de Schwarzschild :

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = - \left(1 - \frac{2mr}{\rho^2} \right) dt^2 - \frac{4amr \sin^2 \theta}{\rho^2} dt d\varphi + \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \left(r^2 + a^2 + \frac{2a^2mr \sin^2 \theta}{\rho^2} \right) \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (1.3)$$

avec $\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$ et $\Delta = r^2 - 2mr + a^2 = (r - r_-)(r - r_+)$. La métrique a bien seulement deux paramètres, m et a , avec comme précédemment $m = GM/c^2$ et désormais $a = J/Mc$ qui s'exprime en fonction du moment cinétique J du corps central, sachant que¹⁹ $0 \leq a < m$. Dans le cas où $a = 0$, la métrique de Kerr redonne logiquement celle de Schwarzschild.

Les coefficients de la métrique de Kerr étant indépendants de t et de φ , l'espace-temps qu'elle décrit est stationnaire et axisymétrique. Le fait que le terme croisé $g_{\varphi t}$ soit non nul implique que l'espace-temps est entraîné par la rotation du trou noir. La métrique est par ailleurs singulière lorsque $\rho^2 = 0$ (singularité de courbure) et lorsque $\Delta = 0$, puisqu'alors $g_{rr} \rightarrow \infty$. Dans ce dernier cas, il s'agit d'une singularité de coordonnées. La métrique a alors deux racines, r_+ et r_- , qui tendent vers le rayon de Schwarzschild si $a \rightarrow 0$. Elle sont donc identifiées comme les rayons de deux horizons, l'un interne et l'autre externe. L'horizon interne défini par r_- ne présente pas d'intérêt astrophysique. En revanche, l'horizon externe défini par r_+ correspond à l'horizon des événements. Son rayon peut se réécrire :

$$r_+ = m + \sqrt{m^2 - a^2} \quad (1.4)$$

Dans le cas où le trou noir est en rotation, la limite statique ne coïncide plus avec l'horizon des événements. Il existe en effet une région située à l'extérieur de ce dernier où $g_{tt} > 0$, ce qui impose qu'une particule ne peut pas s'y maintenir au repos, bien qu'elle puisse tout de même s'en échapper. Cette région est appelée « ergosphère » en référence aux travaux de Penrose (1969) prouvant qu'il est en théorie possible d'extraire du travail de l'énergie

¹⁷ Ce nom vient du célèbre aphorisme du physicien américain John Wheeler, "black holes have no hair". Richard Feynman, dont Wheeler était le directeur de thèse, jugeait cette formule « obscène ». "I guess Dick Feynman and I had different images in mind", plaisante Wheeler dans son autobiographie (Wheeler et Ford, 1998).

¹⁸ Un trou noir chargé retrouverait rapidement la neutralité en attirant des charges de signe opposé. Il n'est donc pas pertinent de considérer le cas $Q \neq 0$ dans un contexte astrophysique.

¹⁹ Cette condition est imposée pour éviter d'obtenir une singularité nue, c'est-à-dire sans horizon des événements.

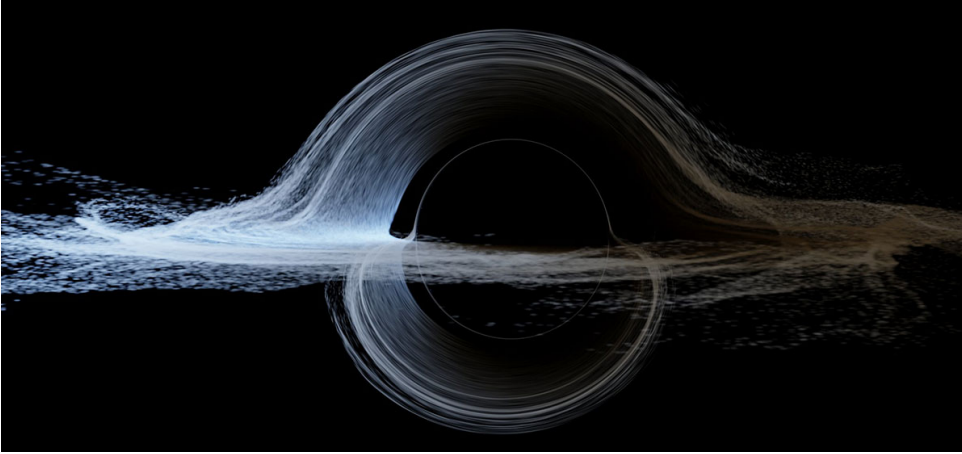


FIGURE 1.4 – Représentation réaliste d’un trou noir supermassif entouré d’un disque d’accrétion, tel qu’il serait vu par un observateur à proximité. La forte courbure de l’espace-temps créée par le trou noir génère un effet de lentille gravitationnelle qui déforme l’apparence du disque d’accrétion. Cette image a été créée par le studio *Double Negative Visual Effects*, en collaboration avec le physicien Kip Thorne, pour le film *Interstellar* (2014). Elle est issue d’un code de lancer de rayons (*ray tracing*) simulant la propagation de photons dans la métrique de Kerr. Cette représentation réaliste est différente de celle présentée dans le film, certains effets physiques ayant été volontairement négligés par choix artistique. Figure extraite de James et al. (2015).

de rotation du trou noir dans cette région de l’espace-temps. La limite de l’ergosphère a pour rayon :

$$r_E = m + \sqrt{m^2 - a^2 \cos^2 \theta} \quad (1.5)$$

Une vue d’artiste réaliste d’un trou noir de Kerr entouré d’un disque d’accrétion est présentée à la figure 1.4.

Les trous noirs astrophysiques

Simple curiosité théorique à l’origine, les trous noirs se sont peu à peu installés dans le paysage de l’astrophysique contemporaine. Il est notamment apparu dès les années 1930 qu’il existe une masse maximum ($\sim 2,5 M_\odot$) pour les étoiles à neutrons²⁰, et donc que le stade ultime d’évolution des étoiles massives ($\gtrsim 30 M_\odot$) devait être la formation d’un trou noir de masse stellaire²¹. Ces idées ont été confirmées au début des 1970, avec la découverte de systèmes binaires X, dans lesquels un trou noir est entouré d’une étoile ordinaire dont il capture la matière, ce qui le rend particulièrement brillant dans le domaine des rayons X²². Il est crucial que le trou noir soit doté d’un compagnon, car, si la Galaxie abrite au moins $\sim 10^8$ trous noirs de masse stellaire (van den Heuvel, 1992), ceux-ci ne sont, par définition, pas observables lorsqu’ils sont isolés.

La source Cygnus X-1 est la première binaire X à trou noir à avoir été identifiée. Les variations très rapides de sa luminosité attestent en effet de sa compacité, tandis que Bolton (1972) et Webster et Murdin (1972) ont montré, indépendamment, que la masse de la composante compacte du système était de l’ordre de dix masses solaires, bien au-delà de la masse maximale possible pour une étoile à neutrons. Une centaine de ces systèmes sont aujourd’hui recensés au sein de la Voie lactée. À ces derniers s’ajoutent

²⁰ Contrairement à la masse maximum des naines blanches (masse de Chandrasekhar), cette limite, dite de Tolman–Oppenheimer–Volkoff (TOV), est une conséquence de la relativité générale et existe quelle que soit l’équation d’état considérée.

²¹ Les étoiles massives finissent leur vie en supernova après la fusion du silicium en leur centre. Leur cœur de fer et de nickel devient alors une protoétoile à neutrons, qui donnera donc un trou noir si sa masse excède la limite TOV.

²² Il existe aussi des systèmes binaires X dont la composante compacte est une étoile à neutrons.

désormais les trous noirs identifiés par l'émission d'ondes gravitationnelles lors de leur coalescence avec un autre trou noir, dont les masses atteignent au plus $\sim 35 M_{\odot}$ avant la fusion et $\sim 60 M_{\odot}$ après (voir Abbott et al., 2016, pour la détection historique).

Comme nous l'avons vu, les trous noirs au centre des galaxies actives sont dits « supermassifs », du fait de leur masse très supérieure à celle de leurs camarades des systèmes binaires X. Leur existence a été confirmée à la fin des années 1970 avec la détection des perturbations de la dynamique des noyaux galactiques qu'ils impliquent (voir Young et al., 1978 ; Sargent et al., 1978, pour les travaux historiques sur la galaxie M87).

Les processus de formation des trous noirs supermassifs sont encore très mal compris à l'heure actuelle. Il semble en effet peu probable qu'ils soient le résultat de l'accumulation de matière sur des trous noirs de masse stellaire primitifs. En revanche, ils pourraient s'être formés suite à des instabilités dynamiques du gaz dans les protogalaxies (voir p. ex. Volonteri, 2012, pour une revue). L'observation de quasars à très grand décalage cosmologique ($z \sim 7,5$) indique en tout cas que la formation des premiers trous noirs supermassifs a eu lieu très tôt dans l'histoire de l'Univers (p. ex. Bañados et al., 2018, pour une découverte récente).

1.4 Physique de l'accrétion « froide »

L'alimentation des trous noirs supermassifs est décrite par le phénomène universel d'accrétion, qui se produit également dans de nombreux autres systèmes astrophysiques. Ce mécanisme permet la conversion d'énergie gravitationnelle en énergie radiative²³. Sa grande efficacité explique que les sources accrétantes soient parmi les plus brillantes observées. En effet, une particule de masse m accrétée depuis l'infini jusqu'à la surface d'un objet compact de compacité $\Xi = GM/Rc^2$ acquiert une énergie cinétique $\Delta E_C = GMm/R = \Xi mc^2$. En faisant l'hypothèse d'une conversion intégrale de cette énergie cinétique sous forme de rayonnement²⁴, la luminosité correspondante vaut alors :

$$L_{\text{acc}} = \frac{d\Delta E_C}{dt} = \Xi \dot{m} c^2 \quad (1.6)$$

Plus un astre est compact, plus l'énergie de masse accrétée sera donc convertie efficacement sous forme de rayonnement²⁵. Dans le cas d'un trou noir cependant, le rayon de Schwarzschild ne correspond pas à une surface matérielle, ce qui implique que la matière peut être accrétée sans rayonner. Pour tenir compte de cette incertitude, un paramètre sans dimension compris entre 0 et 1, l'efficacité d'accrétion η_{acc} , est introduit afin de quantifier la fraction de l'énergie de masse convertie en rayonnement :

$$L_{\text{acc}} = \eta_{\text{acc}} \dot{m} c^2 \quad (1.7)$$

Mesurer la valeur de l'efficacité d'accrétion est en pratique difficile et l'approximation $\eta_{\text{acc}} \sim 0,1$ est souvent faite pour les trous noirs (Frank, King et Raine, 2002).

²³ Il est en cela à rapprocher de l'effondrement gravitationnel, qui implique toutefois une libération d'énergie beaucoup plus soudaine.

²⁴ La conversion sous d'autres formes est possible, telles que l'émission de neutrinos ou l'éjection de matière.

²⁵ Dans le cas d'une étoile à neutrons de compacité $\Xi \sim 0,15$, l'efficacité du processus d'accrétion est donc de 15 %, à comparer à l'efficacité de la fusion nucléaire de l'hydrogène dans les étoiles (0,7 %).

Luminosité d'Eddington

Il est possible de définir la luminosité d'accrétion maximale théorique en considérant le cas limite où la pression de radiation associée à l'émission devient égale à la force gravitationnelle de l'astre compact, empêchant toute accrétion supplémentaire de matière. Cette limite s'appelle la luminosité d'Eddington. Pour l'accrétion stationnaire à symétrie sphérique d'un plasma d'hydrogène entièrement ionisé, elle vaut (Frank, King et Raine, 2002) :

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.8)$$

où σ_T est la section efficace de diffusion Thomson et m_p la masse du proton. Compte tenu de l'expression de la luminosité d'accrétion L_{acc} , la luminosité d'Eddington implique donc directement une limite sur le taux d'accrétion \dot{m}_{Edd} .

L'équation 1.8 peut également être inversée afin d'estimer la masse minimale de l'objet compact nécessaire pour rendre compte d'une luminosité L observée :

$$M_{\text{min}} = 8 \times 10^7 \left(\frac{L}{10^{46} \text{ erg s}^{-1}} \right) M_\odot \quad (1.9)$$

L'observation d'un quasar de luminosité $L \sim 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ indique ainsi que le trou noir central associé doit avoir une masse minimum de l'ordre de $10^8 M_\odot$.

Accrétion de Bondi-Hoyle-Lyttleton

La description la plus simple qui peut être donnée de l'accrétion correspond au cas où la matière tombe directement sur l'objet compact, en supposant une accrétion à symétrie sphérique sur un astre isolé et sans mouvement par rapport au gaz accrété (Hoyle et Lyttleton, 1939; Bondi et Hoyle, 1944; Bondi, 1952). À l'aide des équations de la mécanique des fluides et de l'équation d'état du gaz, il est possible de calculer la masse accrétée chaque seconde en fonction des conditions aux limites du gaz (masse volumique $\rho(\infty)$ et température $T(\infty)$ à l'infini) et de la masse de l'objet compact M , en faisant l'hypothèse d'un écoulement supersonique à proximité de l'astre central :

$$\dot{m} = \pi G^2 M^2 \frac{\rho(\infty)}{c_s^3(\infty)} \left(\frac{2}{5 - 3\gamma} \right)^{(5-3\gamma)/2(\gamma-1)} \quad (1.10)$$

avec c_s la vitesse du son et γ le coefficient de Laplace du gaz. Le facteur numérique dépendant de γ est de l'ordre de l'unité, quelle que soit la valeur prise par γ .

Pour chaque coquille d'épaisseur dl accrétée, la masse de l'objet compact augmente de $dm = 4\pi r_{\text{acc}}^2 \rho dl$. Par conséquent, le taux d'accrétion peut se réécrire simplement sous la forme approchée :

$$\dot{m} = 4\pi r_{\text{acc}}^2 \rho c_s \simeq \pi G^2 M^2 \frac{\rho(\infty)}{c_s^3(\infty)} \quad (1.11)$$

Cette relation définit le rayon de Bondi :

$$r_{\text{acc}} = \frac{2GM}{c_s^2(\infty)} \quad (1.12)$$

Le rayon de Bondi délimite la région dans laquelle le gaz passe sous l'influence gravitationnelle de l'astre compact, puisqu'il a été calculé de telle sorte que, pour $r \geq r_{\text{acc}}$, on ait $\rho(r) = \rho(\infty)$ et $c_s(r) = c_s(\infty)$.

Les taux d'accrétion obtenus dans le cadre du modèle de Bondi-Hoyle-Lyttleton sont extrêmement faibles, donnant des luminosités très inférieures à celles observées dans les noyaux actifs de galaxie. Un mécanisme plus complexe, dans lequel la matière ne tombe pas de manière isotrope, mais forme d'abord un disque de matière, appelé disque d'accrétion, a donc été envisagé.

Modèle du disque mince de Shakura-Sunyaev

L'accrétion de gaz possédant un moment cinétique non nul conduit à la formation d'un disque d'accrétion autour de l'objet compact. Dans le cas des trous noirs, la dimension du disque est contrainte par le fait que les orbites les plus internes ne sont pas stables. Il est possible de déterminer la position de la dernière orbite circulaire stable (ISCO, pour *innermost stable circular orbit*) par le calcul. Pour un trou noir de Schwarzschild, celle-ci vaut simplement $r_{\text{ISCO}} = 3R_S$. Pour un trou noir de Kerr, l'expression obtenue est plus compliquée, mais, de manière générale, le rayon de l'ISCO diminue lorsque le moment cinétique du trou noir augmente, jusqu'à atteindre l'horizon des événements ($r_{\text{ISCO}} = R_S$) lorsque $a = 1$.

Shakura et Sunyaev (1973) ont développé un modèle de disque en rotation képlérienne ($v \propto R^{-1/2}$) de hauteur H et de rayon R dans lequel le moment cinétique est évacué par transport turbulent. Du fait de la rotation képlérienne, les régions internes tournent plus vite que les régions externes, ce qui induit des frottements visqueux entre les anneaux concentriques situés aux différents rayons du disque. Ce sont ces frictions qui permettent le transfert d'énergie sous forme de chaleur et de rayonnement. Les détails de ce mécanisme sont cependant mal connus et la turbulence est décrite par une prescription simple où la viscosité cinématique effective ν est égale à l'énergie interne du disque, à une constante près, α , qui a donné son nom au modèle (« disque α ») :

$$\nu = \alpha H c_s \quad (1.13)$$

Le disque est supposé mince ($H \ll R$), ce qui implique que sa vitesse de rotation soit grande devant la vitesse du son, et optiquement épais. Le profil de température $T(R)$ du disque peut être déterminé en supposant que l'énergie dissipée par le couple de frottement visqueux a une émission de corps noir (Frank, King et Raine, 2002) :

$$T^4(R) = \frac{3GM\dot{m}}{8\pi R^3\sigma} \left[1 - \left(\frac{R_i}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (1.14)$$

avec R_i le rayon du bord interne du disque et σ la constante de Stefan-Boltzmann.

La température maximale du disque est atteinte en $R = (7/6)^2 R_i$. Elle varie entre 10^4 et 10^7 K en fonction de la masse du trou noir, ce qui est considéré comme de l'accrétion « froide », du moins en comparaison de la température donnée par le théorème du viriel. Le spectre résultant peut être vu comme la superposition de spectres de corps noirs émis à différentes températures par des anneaux concentriques situés à différents rayons. L'émission de corps noir à des températures de l'ordre de 10^4 K explique le *big blue bump* caractéristique observé dans le spectre de certains noyaux actifs.

1.5 Variété des niveaux d'activité dans les noyaux galactiques

La distribution du décalage cosmologique des quasars montre un pic autour de $z \sim 2$, ce qui traduit leur précocité dans l'histoire de l'Univers. Les trous noirs supermassifs situés en leur centre ne pouvant disparaître, force est de constater qu'ils persistent donc avec une beaucoup plus faible activité dans l'Univers local. À la variété d'angles de vue des galaxies sur laquelle se fondent les modèles d'unification des AGN se superpose donc une variété de niveaux d'activité des trous noirs supermassifs.

Des observations récentes suggèrent en effet que le niveau d'activité des noyaux galactiques peut varier au cours du temps. Schawinski et al. (2010) ont par exemple montré que le spectre de la région étendue de raies en émission (EELR, pour *Extended Emission-Line Region*) baptisée *Hanny's Voorwerp*²⁶ était le résultat d'une photoionisation par le noyau de la galaxie IC 2497 situé à une distance comprise entre 15 et 35 kpc de là. La luminosité requise pour expliquer l'émission du *Hanny's Voorwerp* est estimée à $L_{2-10 \text{ keV}} = 8 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$. Or, la source centrale de IC 2497 ne dépasse pas $L_{2-10 \text{ keV}} = 4,2 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ actuellement. Schawinski et al. (2010) ont donc proposé que IC 2497 ait faibli, passant de quasar à galaxie de Seyfert au cours des 70 000 dernières années. Keel et al. (2017) ont étudié huit autres régions du même type montrant également une nette décrue de la luminosité de l'objet central associé. Ces résultats confirment que les AGN avec des régions étendues de raies en émission présentent des épisodes d'activité de durée 10^4 à 10^5 ans, entrecoupés de périodes calmes.

²⁶ Du nom de sa découvreuse dans le cadre du projet de science participative *Galaxy Zoo*.

Qu'elles soient actives ou non, il est aujourd'hui établi que la grande majorité des galaxies massives possèdent un trou noir central, dont la masse représente environ 10^{-3} de celle du bulbe (p. ex. Kormendy et Richstone, 1995; Gültekin et al., 2009). Il s'agit-là d'un indice supplémentaire de la variété de niveaux d'activité, puisque la présence d'un trou noir supermassif en leur sein ne suffit pas, dans la majorité des cas, à ce que ces galaxies atteignent des luminosités comparables à celles des quasars ou des galaxies de Seyfert. C'est notamment le cas dans l'Univers local, où la plupart des galaxies actives sont faiblement lumineuses ($L_{\text{bol}} \sim 10^{-5} L_{\text{Edd}}$; Ho, 2008). À ces galaxies actives s'ajoutent des galaxies « inactives », telles que nos plus proches voisines. La galaxie d'Andromède (M31) abrite par exemple un trou noir d'environ $10^8 M_{\odot}$ (Bender et al., 2005) dont la luminosité actuelle est de l'ordre de $10^{-8,5} L_{\text{Edd}}$ (Li et al., 2011) et qui n'a probablement jamais durablement dépassé $10^{-4} L_{\text{Edd}}$ au cours des 10^5 dernières années (Clavel et al., 2017). La galaxie M32, satellite de la galaxie d'Andromède, contient

également un trou noir central de masse $\sim 3 \times 10^6 M_\odot$ qui présente lui aussi une activité très faible ($L_{\text{bol}} \sim 10^{-7,5} L_{\text{Edd}}$; Yang et al., 2015).

L'existence d'un moteur — le trou noir supermassif — n'étant pas à elle seule suffisante pour faire fonctionner la « machine AGN », c'est donc vers des variations de l'approvisionnement en « carburant » qu'il faut se tourner pour tenter d'expliquer les écarts importants de luminosité qui existent d'un noyau à l'autre. Comme l'écrit Ho (2008), cette situation est quelque peu paradoxale :

When quasars were first discovered, the challenge was to explain their tremendous luminosities. Ironically, more than four decades later, the problem has been reversed: the challenge now is to explain how dead quasars can remain so dormant.

1.6 Physique de l'accrétion « chaude »

La découverte de noyaux galactiques faiblement actifs, voire « inactifs », a conduit à développer des modèles où la luminosité d'accrétion obtenue est plus faible que dans le modèle de Shakura et Sunyaev (1973). Deux leviers peuvent être invoqués pour y parvenir : le taux d'accrétion \dot{m} et l'efficacité d'accrétion η_{acc} . Dans le premier cas, la faiblesse de ces noyaux galactiques est imputée à la faiblesse de leur approvisionnement en « carburant ». Malheureusement, les observations indiquent que les vents des étoiles massives et le gaz chaud diffus des régions centrales fournissent un apport de matière qui devrait produire des luminosités largement plus élevées que celles observées (Ho, 2008). C'est donc vers le deuxième levier, celui de l'efficacité d'accrétion, qu'il faut se tourner. Les modèles d'accrétion « chaude » ont été développés en ce sens (voir Shapiro, Lightman et Eardley, 1976, pour un exemple historique). Ils font l'hypothèse d'un disque épais ($H \sim R$) de gaz très chaud et optiquement mince, et d'un découplage de la température des ions ($T \sim 10^{12}$ K) et des électrons ($T \sim 10^{10}$ K). Ce découplage des ions, qui transportent l'énergie cinétique, et des électrons, qui dominent les processus radiatifs, permet à la matière d'être advectée au-delà de l'horizon des événements avant qu'elle ne donne lieu à une émission sous forme de rayonnement (voir la revue de Yuan et Narayan, 2014). On parle alors de modèles de type ADAF (*Advection-Dominated Accretion Flow*). Il existe également des modèles de type RIAF (*Radiatively Inefficient Accretion Flow*) dans lesquels une éjection de matière (*outflow*) s'ajoute au découplage des ions et des électrons (p. ex. Yuan, Quataert et Narayan, 2003). Cette éjection de matière entraîne un affaiblissement du flux de matière entre le rayon de Bondi et le rayon de Schwarzschild. La faible luminosité d'accrétion L_{acc} provient alors de ce double effet :

$$L_{\text{acc}} = \epsilon_{\text{ADAF}} \epsilon_{\text{outflow}} \dot{m}_B c^2 \quad (1.15)$$

où \dot{m}_B est le taux d'accrétion au rayon de Bondi, avec $\epsilon_{\text{ADAF}} \sim 10^{-4}$ et $\epsilon_{\text{outflow}} \sim 10^{-2}$ comme le proposent Yuan et Narayan (2014).

Il semble donc que les noyaux galactiques « inactifs » ou faiblement actifs ne soient pas une version réduite de leurs cousins AGN, mais des objets dont le flot d'accrétion possède une morphologie réellement différente, avec un disque chaud et épais et des éjections de matière.

Le noyau de la Voie lactée et son activité

Comme nous venons de le voir, des trous noirs supermassifs se trouvent au cœur de la plupart des galaxies massives. Notre galaxie, la Voie lactée, n'échappe pas à la règle. Comme ses voisines M31 et M32, son trou noir central présente un très faible niveau d'activité. Toutefois, celui-ci est situé environ cent fois plus près, ce qui en fait le meilleur des laboratoires possibles pour étudier les mécanismes d'accrétion « chaude » et les variations d'activité des trous noirs supermassifs.

Dans ce chapitre, je présenterai brièvement notre galaxie, la Voie lactée, avant de m'intéresser plus particulièrement à ses régions centrales, dont, bien sûr, à Sgr A*, la contrepartie radiative du trou noir central. J'évoquerai les indices qui suggèrent que ce dernier a jadis connu des épisodes d'intensité beaucoup plus soutenue. Parmi ces traces d'activité passée, les échos en rayons X sont l'objet de ce travail de thèse. Leur physique sera présentée en détail au chapitre 4, après un intermède consacré aux particularités de l'observation du ciel en rayons X (chapitre 3).

2.1 Structure d'ensemble de la Voie lactée

« Quand par une nuit sereine, le ciel étale toutes ses étoiles, dont la pleine lune n'a pas diminué l'éclat, et lorsqu'elles paraissent dans toute leur beauté, vous ne pouvez vous empêcher d'être frappé d'admiration à la vue du ciel décoré de cette large bande circulaire qu'on vous montre parsemée d'étoiles, à laquelle on a donné le nom de lactée, parce qu'aucun autre cercle n'imité aussi bien la couleur du lait. » Les mots d'Aratos de Soles, l'auteur du plus célèbre traité d'astronomie de l'Antiquité, décrivent avec justesse, encore aujourd'hui, le pâle sillon blanc de la Voie lactée qui se révèle, creusé dans le firmament, loin des villes aveuglantes (fig. 2.1). Les Grecs l'appelaient en effet *galaxías kýklos*, le cercle laiteux. Pour les Amérindiens, ses feux allumés traçaient le chemin des morts, tandis que pour les peuples scandinaves, il était la voie de migration des oiseaux. Longtemps, les savants l'ont considéré comme un « météore », un phénomène atmosphérique. C'est il y a quatre siècles seulement que sa véritable nature a été définitivement établie, lorsque Galilée et quelques autres ont eu l'idée de tourner vers le ciel un dispositif optique alors fraîchement inventé, la longue-vue. En mars 1610, l'astronome florentin rapporte dans un court traité les observations qu'il a menées depuis six mois. Il écrit (Galilei, 1610) :

les observations réalisées feront taire toutes les querelles qui ont torturé les philosophes pendant tant de siècles [...] car la Galaxie n'est rien d'autre qu'un groupement innombrable d'étoiles réunies en amas. Quel que soit l'endroit où l'on y dirige la lunette, on observe une immense quantité d'étoiles, dont un bon

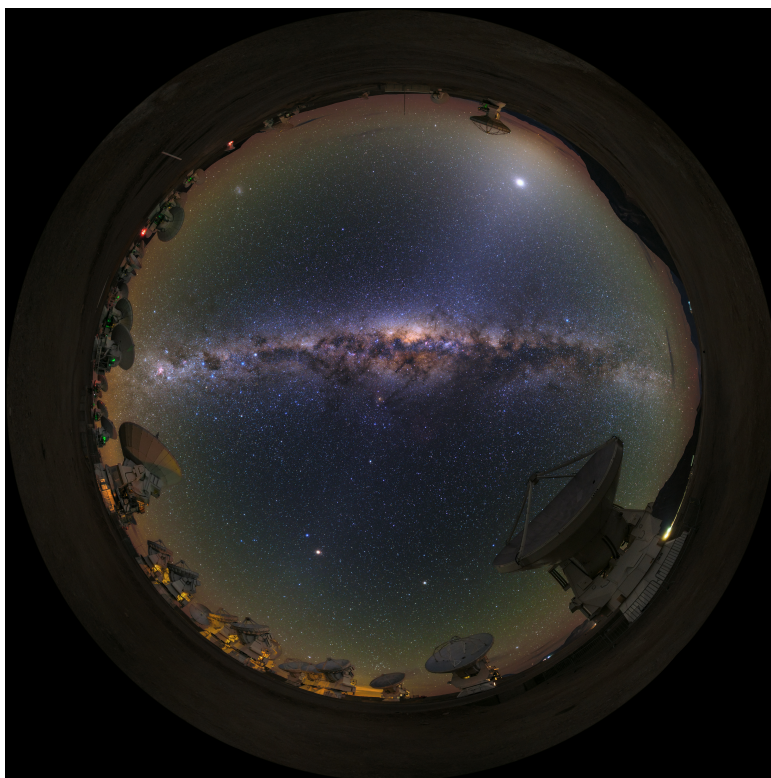


FIGURE 2.1 – Photographie en lumière visible de la voûte céleste (prise avec un objectif *fish-eye*) au-dessus de l’observatoire ALMA, dans le désert d’Atacama (Chili). La Voie lactée traverse le ciel de part en part. Compte tenu de la position du Système solaire en périphérie du disque, elle est vue sur la tranche. Crédit : ESO/B. Tafreshi.

nombre apparaissent assez grandes et bien visibles, mais dont la multitude des petites est vraiment insondable.

Ainsi donc, la traînée de lait des Anciens est devenue multitude d’étoiles. La question de son étendue a surgi bien des années plus tard, lorsque le développement d’instruments d’observation toujours plus puissants a révélé un grand nombre de « nébuleuses » éparpillées sur la voûte céleste. L’appartenance de ces objets célestes diffus à la Voie lactée a en effet été questionnée dès 1750, chacun d’entre eux pouvant être lui-même, selon le mot de Kant (1755), un « système de nombreux soleils, rassemblés en raison de leur distance dans un espace si étroit, que leur lumière, qui serait imperceptible pour chacun d’eux isolément, parvient, grâce à leur innombrable quantité, à produire une blancheur pâle et uniforme ».

En 1781, le chasseur de comètes Charles Messier recense déjà plus d’une centaine de ces objets dans un catalogue aujourd’hui bien connu des astronomes amateurs. Quelques années plus tard, William et Caroline Herschel portent ce nombre au-delà du millier. Mais la question de la nature et surtout de l’éloignement des nébuleuses est encore secondaire en 1920, lorsqu’elle fait l’objet d’une controverse scientifique restée célèbre sous le nom de « Grand débat »¹. Les astronomes américains Harlow Shapley

1. Pour l’anecdote, la préparation du débat a donné lieu à quelques mots savoureux de la part d’un de ses organisateurs, l’astrophysicien C. G. Abbot. Il écrit notamment à G. E. Hale (le fondateur du célèbre observatoire du mont Wilson) à propos du thème de la discussion : “You mentioned the possibility of a sort of debate, either on the subject of the island universe or of relativity. From the way the English are rushing relativity in *Nature* and elsewhere

et Heber Curtis s'opposent cette année-là sur la question de la taille de l'Univers. Pour Shapley, les nébuleuses spirales appartiennent à la Voie lactée, mais cette dernière doit être bien plus grande qu'on ne l'envisage alors. Pour Curtis, à l'inverse, les nébuleuses spirales sont d'autres voies lactées, de lointains « univers-îles » semblables au nôtre. Ce désaccord, d'apparence peut-être métaphysique, se fonde en pratique sur une dizaine de problèmes observationnels très concrets soulevés par la transition entre astronomie et astrophysique qui s'opère alors (Trimble, 1995). C'est pourquoi il est considéré aujourd'hui comme un épisode important de l'histoire des sciences, alors même qu'il est passé inaperçu à l'époque.

Il ne faut que quelques années pour qu'une conclusion définitive soit apportée au Grand débat. Fin 1924, l'astronome américain Edwin Hubble annonce avoir identifié des céphéides dans plusieurs nébuleuses à l'aide du télescope du mont Wilson, alors le plus grand au monde. Ces étoiles variables très particulières, qui peuvent être utilisées comme étalons de distance cosmiques, révèlent que les nébuleuses sont situées extrêmement loin, bien au-delà des limites de la Voie lactée (Hubble, 1925). Il en est donc fait de la théorie de Shapley : la Voie lactée est une nébuleuse spirale parmi d'autres dans un univers bien plus immense qu'on ne l'avait imaginé. Le mot « galaxie » cesse de désigner seulement la bande laiteuse observée depuis la Terre. Il devient un terme générique car toutes les nébuleuses spirales¹ doivent avoir le même aspect de ruban blanchâtre dans le ciel des planètes qu'elles abritent. La cosmologie reste alors encore à inventer, mais la place de la Terre dans l'Univers vient d'être révisée en profondeur.

Ce changement de paradigme ouvre le champ des possibles. Notre galaxie n'étant plus unique, il devient possible de l'étudier en la comparant aux autres, de la « voir » de l'extérieur en observant ses alter ego, alors que nous en étions jusqu'alors prisonniers. Notre plus proche voisine, la galaxie d'Andromède, offre ainsi un exemple de ce à quoi ressemble la Voie lactée (fig. 2.2) : un vaste ensemble non collisionnel d'étoiles, de gaz et de poussières en rotation différentielle, lié par sa propre gravité.

Historiquement, la question de la forme et des dimensions de la Voie lactée a fait l'objet de nombreux travaux, dont les plus notables sont dus à Herschel (1785) et Kapteyn (1922). Cependant, ces études ont longtemps été très imparfaites car elles ne tenaient pas compte de l'extinction interstellaire, mise en évidence et quantifiée en 1930 par l'astronome suisse-américain Robert J. Trumpler à partir d'observations d'amas stellaires (Trumpler, 1930). En direction du centre galactique, l'extinction due aux gaz et aux poussières interstellaires atteint en effet près de 30 magnitudes, ce qui correspond à une atténuation de la luminosité d'un facteur 10^{-12} dans le domaine visible.

it looks as if the subject would be done to death long before the meeting of the Academy, and perhaps your first proposal to try to get Campbell and Shapley to discuss the island universe would be more interesting. I have a sort of fear, however, that the people care so little about island universes, notwithstanding their vast extent, that unless the speakers took pains to make the subject very engaging the thing would fall flat... Are there not other subjects — the cause of glacial periods, or some zoological or biological subject — which might make an interesting debate?" Et dans une autre lettre, quelques jours plus tard : "As to relativity, I must confess that I would rather have a subject in which there would be a half dozen members of the Academy competent enough to understand at least a few words of what the speakers were saying if we had a symposium upon it. I pray to God that the progress of science will send relativity to some region of space beyond the fourth dimension, from whence it may never return to plague us."

¹ Cela est également valable pour les autres morphologies de galaxies, notamment elliptique et lenticulaire.

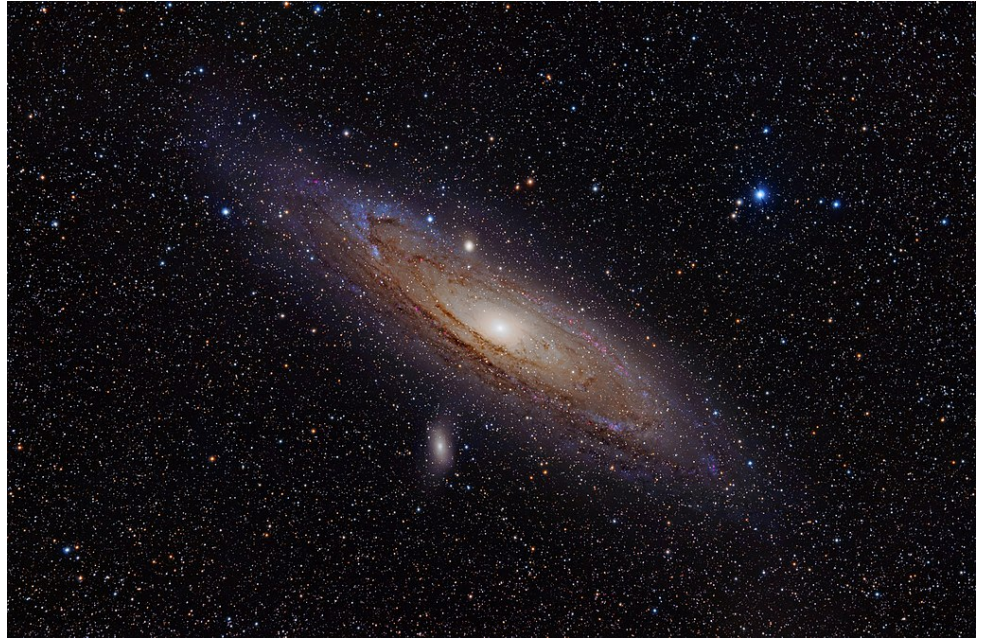


FIGURE 2.2 – Photographie en lumière visible de la galaxie d'Andromède prise depuis Toronto (Canada) avec une lunette de 85 mm. Cette image donne un aperçu de ce à quoi ressemblerait la Voie lactée s'il était possible de s'en extraire pour l'observer. Crédit : Adam Evans.

C'est donc seulement avec les travaux de Trumpler que les astronomes réalisent que le Soleil est en réalité situé loin du centre de la Voie lactée, à une distance $R_0 \sim 8$ kpc (voir Chatzopoulos et al., 2015 ; Boehle et al., 2016, pour des estimations récentes), tandis que l'ensemble de la Galaxie s'étend sur près de 40 kpc de diamètre pour une épaisseur de quelques centaines de parsecs. La période de révolution des régions du disque situées à la même distance du centre que le Soleil est de l'ordre de 240 millions d'années². Au disque galactique s'ajoutent un bulbe central très lumineux en infrarouge, s'étendant jusqu'à un rayon de 2 kpc, et un halo sphéroïdal englobant le disque et contenant la plupart des amas globulaires recensés dans la Voie lactée (fig. 2.3). La masse totale contenue dans les 20 kiloparsecs centraux de la Galaxie est estimée à quelque $10^{11} M_{\odot}$ (Lequeux, 2005).

² Depuis sa formation, le Système solaire a donc effectué une vingtaine de révolutions dans la Galaxie.

La similarité entre la Voie lactée et les autres galaxies spirales a été définitivement confirmée dans les années 1950, avec la découverte de la raie produite par la transition hyperfine de l'hydrogène atomique à $\lambda = 21$ cm (Ewen et Purcell, 1951). Les observations à cette longueur d'onde n'étant pas affectées par l'extinction due à la poussière interstellaire, elles ont permis de mettre au jour les bras spiraux de la Voie lactée. Le Soleil se situe ainsi sur le bord interne du bras d'Orion. Les observations à 21 cm ont également fait suspecter l'existence d'une barre galactique dès les années 1960 (de Vaucouleurs, 1964). Les barres sont des structures stellaires situées au centre de la quasi-totalité des galaxies spirales, comme l'ont révélé depuis les observations en infrarouge moyen (Eskridge et al., 2000). L'existence d'une barre au centre de la Voie lactée a depuis été largement corroborée par différentes méthodes (voir p. ex. Morris et Serabyn, 1996, et les références qui s'y trouvent). Notre galaxie est donc une galaxie spirale barrée somme toute relativement ordinaire, sa morphologie correspondant au type majoritaire dans l'Univers local.

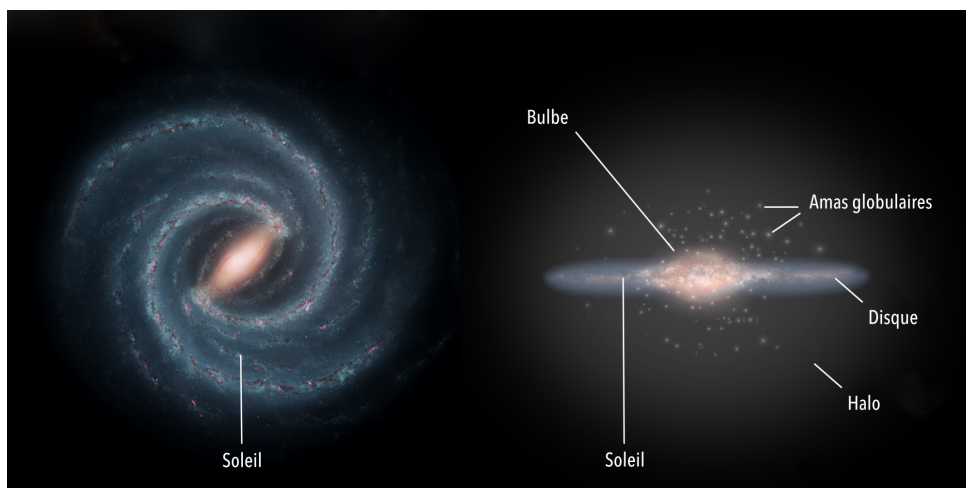


FIGURE 2.3 – Vue d’artiste de la Voie lactée et de ses principales sous-structures, vues de face (à gauche) et de profil (à droite). Crédit : ESA.

2.2 Vues générales du centre galactique

Si la Voie lactée est une galaxie ordinaire, les phénomènes astrophysiques qui s’y déroulent peuvent être étudiés avec une quantité de détails extraordinaire, en raison de leur proximité à la Terre. C’est tout particulièrement le cas pour les régions centrales de la Galaxie, qui constituent ainsi un laboratoire de choix pour l’étude des noyaux galactiques.

Vu de la Terre, le centre de la Galaxie se situe en direction de la constellation du Sagittaire, proche de sa frontière avec le Scorpion. Il s’étend sur une région d’environ 4×2 degrés de part et d’autre du plan galactique, ce qui correspond à des distances projetées d’environ 600×300 pc. En raison de la très forte extinction interstellaire évoquée plus haut, il n’est pas observable en lumière visible³. Aussi, seules les ondes radios et les radiations infrarouges, à basse énergie, ainsi que les rayons X et les rayons gamma, à haute énergie, peuvent être utilisés pour l’étudier.

Vue en radio

Historiquement, c’est dans le domaine radio que les premières observations du centre galactique ont eu lieu. Comme nous l’avons vu au chapitre 1, elles ont été réalisées par l’ingénieur américain Karl Jansky au début des années 1930 avec une résolution spatiale très mauvaise ($24 \times 35^\circ$; Goss et McGee, 1996). Suite à l’essor de la radioastronomie après la seconde guerre mondiale, de nouvelles observations des régions centrales de la Voie lactée sont réalisées. La source principale, alors non résolue, est associée au noyau galactique dans les années 1950 (Piddington et Minnett, 1951; McGee et Bolton, 1954) et nommée Sagittarius A (Sgr A), sans doute par l’astrophysicien américain John Kraus (voir Palmer et Goss, 1996, pour une histoire de la nomenclature des sources radio galactiques). En 1959, l’astronome américain Frank Drake utilise le plus grand radiotélescope orientable du monde, situé à Green Bank, en Virginie-Occidentale (États-Unis), pour résoudre pour la première fois l’émission radio du noyau galactique (Drake, 1959). Celle-ci laisse apparaître quatre composantes distinctes, Sgr A et trois autres sources nommées B1, B2 et B3 (par ordre d’éloignement à Sgr A) par le français

³ Sans extinction, le noyau galactique vu de la Terre apparaîtrait aussi brillant que la pleine lune (Melia, 2003).

James Lequeux. En 1971, B₃ est renommé Sgr C ; B₄, découvert entre temps, devient Sgr D et la nouvelle région Sgr E s'ajoute aux précédentes (Hoffmann, Frederick et Emery, 1971). La région Sgr B₁, tombée en désuétude, est finalement réintroduite en 1986 par Farhad Yusef-Zadeh pour désigner une source différente de celle nommée par Lequeux.

À la fin des années 1990, un relevé radio très détaillé des régions centrales est obtenu à $\lambda = 90$ cm par l'équipe de Kassim et al. (1999) grâce au *Very Large Array* (VLA), un interféromètre radio implanté au Nouveau-Mexique (États-Unis). Il vient très récemment (2018) d'être supplanté par le réseau d'antennes *MeerKAT*, précurseur du *Square Kilometre Array* (SKA). Sur cette nouvelle carte, les structures Sgr A, B₁, B₂, C et D, décrites ci-dessus, sont parfaitement bien visibles du fait du rayonnement thermique ($T \sim 10^4$ K) de freinage des électrons (fig. 2.4). Elles correspondent à des régions H II, c'est-à-dire à des régions de formation stellaire encapsulées dans des nuages moléculaires géants, le rayonnement ultraviolet produit par de jeunes étoiles massives ionisant fortement la matière. De nombreuses structures filamentaires sont également présentes. Elles s'étendent sur plusieurs dizaines de parsecs pour des largeurs inférieures au parsec, et sont généralement orientées selon un axe perpendiculaire au plan galactique (voir p. ex. Yusef-Zadeh, Morris et Chance, 1984). Leur émission se caractérise par un spectre non thermique en loi de puissance et par un fort degré de polarisation linéaire. Leur origine reste mal comprise et pourrait être due à l'accélération d'électrons relativistes le long de lignes de champ magnétique. Il existe enfin des coquilles sphériques en expansion correspondant à des restes de supernovas (SNR, de l'anglais *supernova remnant*), dont l'émission radio est produite par rayonnement synchrotron. À toutes ces structures principales s'ajoute une grande quantité de sources similaires de plus faible étendue, illustrant la très grande complexité de la région, dont une source non thermique située à la position exacte du centre de la Galaxie, Sgr A*, sur laquelle je reviendrai en détail à la section 2.5.

Vue en infrarouge proche

Après avoir été levé historiquement par les observations en ondes radio dès 1932, le voile de l'extinction interstellaire a été percé une seconde fois à basse énergie dans les années 1960, avec les premières observations du centre galactique en infrarouge proche (Becklin et Neugebauer, 1968). L'infrarouge est un type de radiations particulièrement précieux car il permet de révéler les étoiles, non visibles dans les vues du centre galactique en ondes radio, et de réaliser des observations avec une résolution angulaire bien plus fine. Ces deux aspects combinés permettent ainsi d'accéder jusqu'au suivi individuel d'étoiles situées à seulement une dizaine de millisecondes d'arc du centre galactique (voir la section 2.5). De très nombreuses données ont été obtenues ces vingt dernières années avec les observatoires au sol, notamment le Keck situé sur le Mauna Kea à Hawaï et le *Very Large Telescope* (VLT) situé sur le Cerro Paranal, dans le désert d'Atacama. Des observations depuis l'espace ont également été réalisées avec le satellite *Spitzer*. Les observations en infrarouge révèlent notamment la grande concentration d'étoiles existant au centre galactique (composante bleue sur la figure 2.5), approximativement distribuées selon un profil en r^{-2} , où r est la distance au centre. Alors que la densité d'étoiles est de l'ordre d'une étoile par parsec

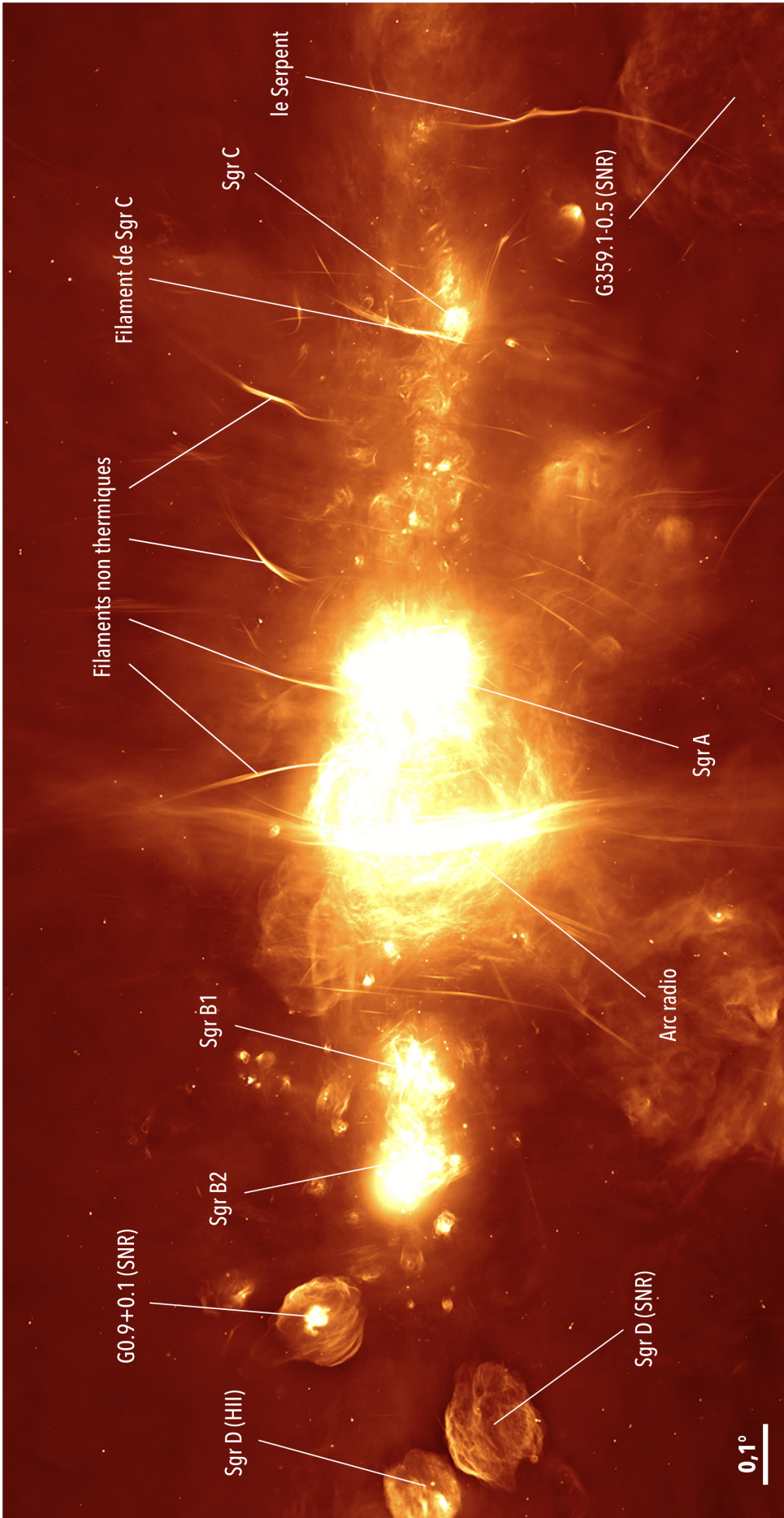


FIGURE 2.4 – Carte radio du centre galactique la plus détaillée à ce jour, prise par le réseau d’antennes MeerKAT situé en Afrique du Sud. L’image correspond à une zone de 2×1 degrés alignée sur l’équateur galactique. L’échelle de couleur traduit l’intensité du signal. Crédit : SARAO.

cube dans l'environnement du Système solaire, elle augmente ainsi significativement lorsqu'on approche du centre, jusqu'à atteindre 10^7 pc^{-3} dans le parsec central (Sanders, 2014). Le bulbe galactique abrite ainsi une population stellaire représentant une masse d'environ $10^9 M_{\odot}$, principalement composée d'étoiles évoluées (Launhardt, Zylka et Mezger, 2002).

Des molécules organiques, les hydrocarbures aromatiques polycycliques, sont également visibles en infrarouge (composante verte sur la figure 2.5) et permettent de tracer la formation stellaire, tout comme l'émission thermique de la poussière (composante rouge sur la figure 2.5). Par conséquent, les régions de formation stellaire apparaissent en jaune (superposition de vert et de rouge) sur la figure 2.5. Elles correspondent entre autres aux nuages moléculaires Sgr A, B et C décrits précédemment, qui sont donc des sites privilégiés pour la formation de jeunes étoiles.

Vue en rayons X mous

À la même époque que les premières observations en infrarouge, la toute jeune astronomie X découvre elle aussi une émission en provenance de la constellation du Sagittaire, sans pouvoir toutefois la résoudre spatialement (Bowyer et al., 1965). S'il apparaît rapidement que les régions centrales sont particulièrement riches en sources X, c'est seulement avec l'avènement de la dernière génération de télescopes X, dont *XMM-Newton* et *Chandra*, qu'il devient possible d'obtenir des vues détaillées du noyau galactique en rayons X. La figure 2.6 montre un sondage profond du centre galactique en rayons X mous ($E < 10 \text{ keV}$) réalisé à partir de 88 observations prises avec l'observatoire spatial *Chandra* entre 2000 et 2007. Grâce à leur excellente résolution angulaire ($0,5''$), ces données permettent de dévoiler plus de 9000 sources ponctuelles dans un champ de $1,6$ degré carré centré sur le noyau galactique (Muno et al., 2009). Ces sources sont réparties dans tout le noyau galactique, selon un profil similaire aux sources infrarouges. Leur spectre est généralement très dur, ce qui indique qu'il s'agit d'étoiles variables cataclysmiques⁴ (CV, pour *cataclysmic variable* en anglais) magnétisées. Une partie des sources est toutefois plus particulièrement concentrée dans des amas. On distingue notamment trois structures de ce type : les amas des Arches, du Quintuplet et l'amas central. Par ailleurs, quelques sources se distinguent par leur luminosité très importante ($L > 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$), telles que *1E1743.1–2843* et *1E1740.7–2942* visibles sur la figure 2.6. Il s'agit de binaires X dont l'émission domine principalement à haute énergie (aspect vert-bleu sur la figure), en raison de la coupure due à l'absorption photoélectrique en deçà de $\sim 3 \text{ keV}$. Comme en radio, des structures filamenteuses sont également visibles mais leur étendue est beaucoup plus réduite. Les caractéristiques de leur émission non thermique suggèrent qu'elles correspondent à des nébuleuses de pulsar (Johnson, Dong et Wang, 2009). Enfin, en plus des sources ponctuelles ou filamenteuses, plusieurs composantes d'émission diffuse sont visibles en rayons X. Je les détaillerai au paragraphe 2.3.

⁴ Type de systèmes binaires dont la composante compacte est une naine blanche, présentant d'importantes variations de luminosité. Les novae sont un exemple de variables cataclysmiques.

Vue en rayons X durs

En rayons X durs ($E > 10 \text{ keV}$), le centre galactique a notamment été observé par les observatoires spatiaux *INTEGRAL* (Bélangier et al., 2004; Bélangier et al., 2006; Terrier et al., 2010) et *NuSTAR* (Hong et al., 2016). Ce

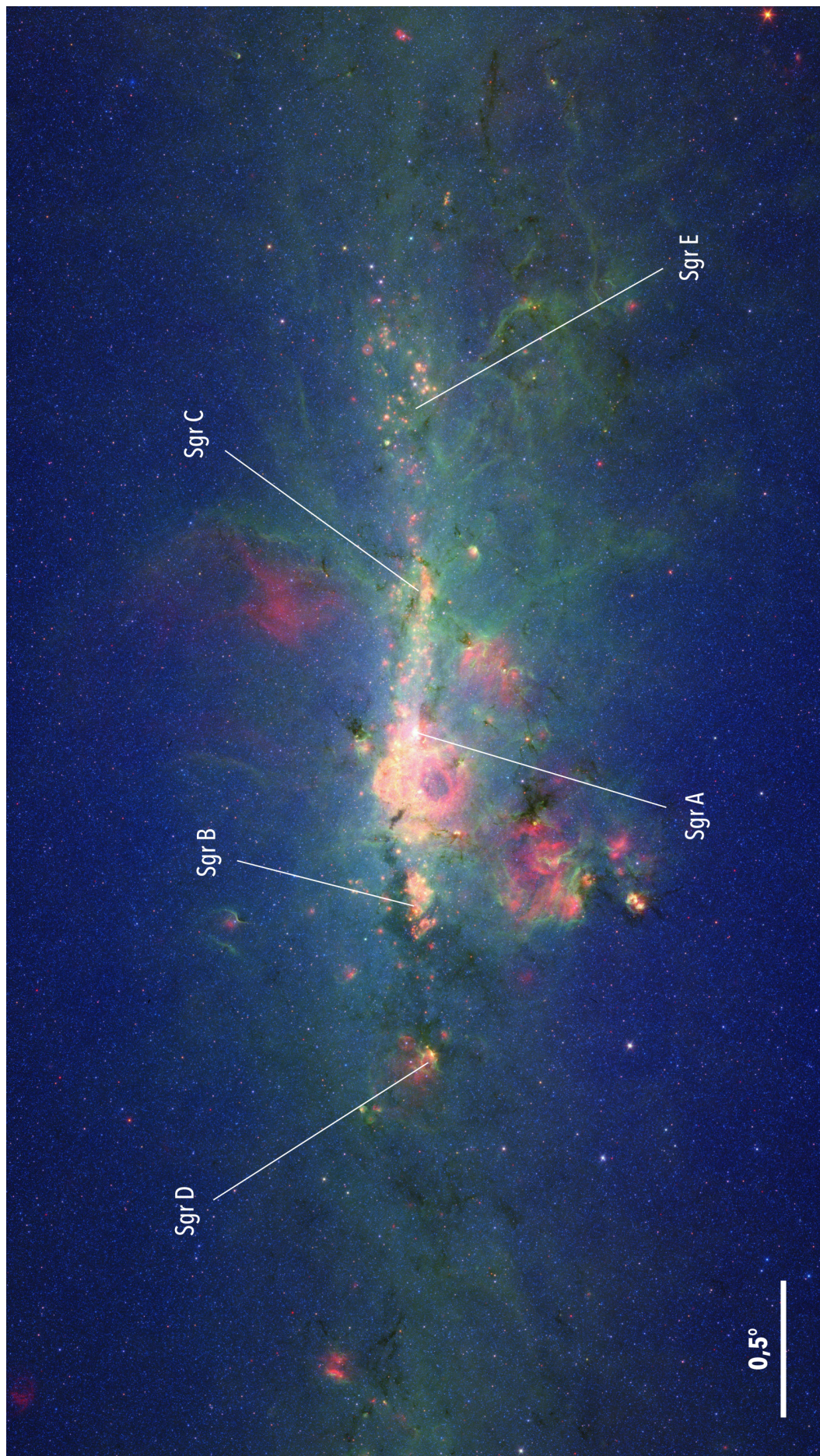


FIGURE 2.5 – Carte composite en fausses couleurs du centre galactique vu en infrarouge par l’observatoire spatial *Spitzer*. Les longueurs d’onde utilisées sont $\lambda = 3,6 \mu\text{m}$ (représentée en bleu), $\lambda = 8 \mu\text{m}$ (représentée en vert) et $\lambda = 24 \mu\text{m}$ (représentée en rouge). La carte couvre une région de $5,3 \times 3$ degrés, alignée sur le plan galactique. Crédit : NASA/JPL-Caltech.

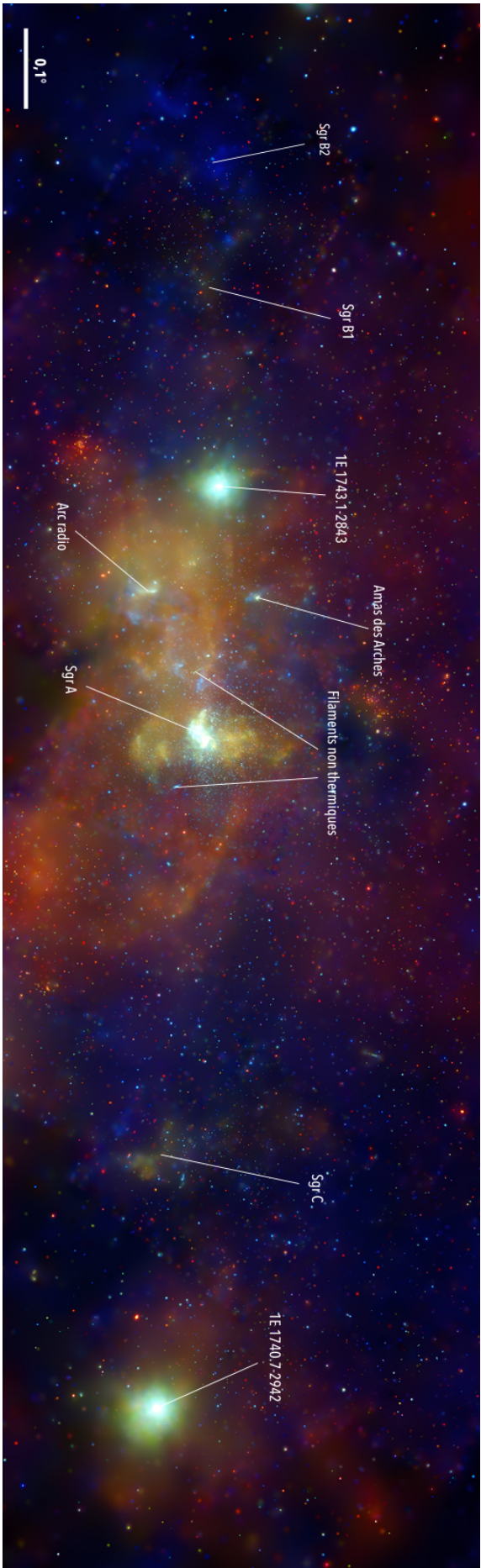


FIGURE 2.6 – Vue des régions centrales de la Galaxie en rayons X, obtenue avec l'observatoire spatial *Chandra*. Cette image regroupe 88 observations réalisées entre mars 2000 et juillet 2007, pour une durée totale d'exposition de 26 jours. Elle couvre un champ de 117×36 minutes d'arc. Les photons d'énergie comprise entre 1 et 3 keV sont représentés en rouge. Ceux d'énergie comprise entre 3 et 5 keV, et entre 5 et 8 keV sont représentés respectivement en vert et en bleu. Crédit : NASA/CXC/UMass/D. Wang et al.

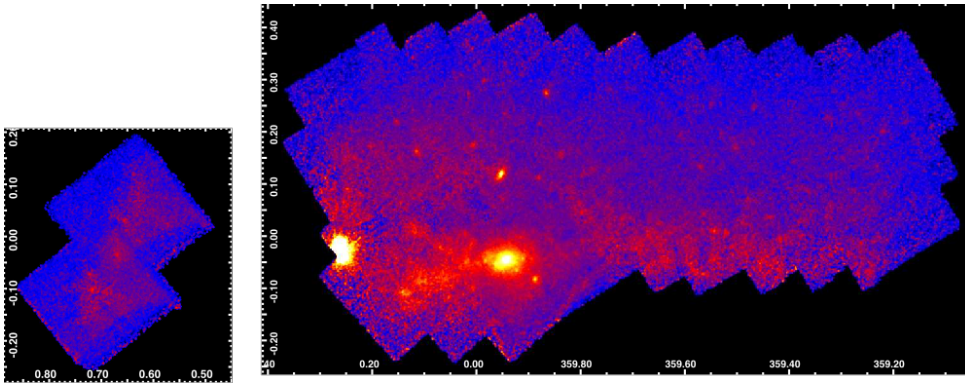


FIGURE 2.7 – Vue du centre galactique en rayons X durs (10-40 keV), obtenue avec l’observatoire spatial *NuSTAR*. L’encart à gauche correspond à la région de Sgr B, présentée séparément des régions centrales par manque de données entre $b = 0,3^\circ$ et $b = 0,5^\circ$. Figure tirée de Hong et al. (2016).

domaine d’énergie présente l’avantage d’être très peu affecté par l’absorption due à l’effet photoléctrique. La figure 2.7 donne à voir une partie des régions centrales entre 10 et 40 keV. Malgré une résolution angulaire plus modeste que celle de *Chandra* ($18''$), elle dévoile aussi de nombreuses sources ponctuelles, dont la plupart sont des binaires X. La source 1E1743.1–2843, très brillante sur l’image *Chandra*, est par exemple bien visible sur le bord gauche de l’image principale. Au total, les observations *NuSTAR* ont permis d’identifier soixante-dix sources ponctuelles dans une région de 0,6 degré carré autour du centre galactique. Une composante d’émission diffuse s’étendant le long du plan galactique, déjà présente dans les données en rayons X mous, l’est également à plus haute énergie. J’y reviendrai à la section 2.3.

Vue en rayons gamma de très haute énergie

Les rayons gamma sont la quatrième et dernière fenêtre spectrale à s’être ouverte sur le centre galactique. Si les instruments dédiés à l’astronomie gamma ont une résolution angulaire et une sensibilité aux évènements transitoires beaucoup plus modestes (en raison des faibles flux à très haute énergie) que les autres domaines à plus basse énergie, ils permettent d’observer beaucoup plus directement certains phénomènes, comme l’accélération et l’interaction des particules avec le milieu interstellaire. La première détection d’un signal gamma de très haute énergie ($E > 100$ GeV) en provenance du centre galactique a été effectuée en 2004 par la collaboration *Whipple* (Kosack et al., 2004). Elle correspondait alors à une source ponctuelle d’énergie supérieure à 2,8 TeV. Cette source a par la suite été observée en détail, notamment par l’observatoire *HESS* depuis sa mise en service en 2004 (Aharonian et al., 2004)⁵. Elle a ainsi pris le nom de HESS J1745–290. Une seconde source ressort clairement des observations *HESS* (fig. 2.8). Nommée HESS J1747–281, elle se trouve en coïncidence spatiale avec la source G0.9+0.1, bien visible dans les données radio et X présentées *supra*, qui est un vestige de supernova dont la coquille contient une jeune nébuleuse de pulsar (Aharonian et al., 2005). Après soustraction de ces deux sources ponctuelles très brillantes, l’émission résiduelle prend la forme d’une composante diffuse dont la distribution est bien corrélée avec celle de la matière dense (fig. 2.8).

⁵ Depuis les autres observatoires, le centre galactique est vu très bas sur l’horizon, ce qui rend son observation difficile. *HESS* est ainsi l’observatoire gamma de très haute énergie permettant les études les plus détaillées du centre de la Galaxie.

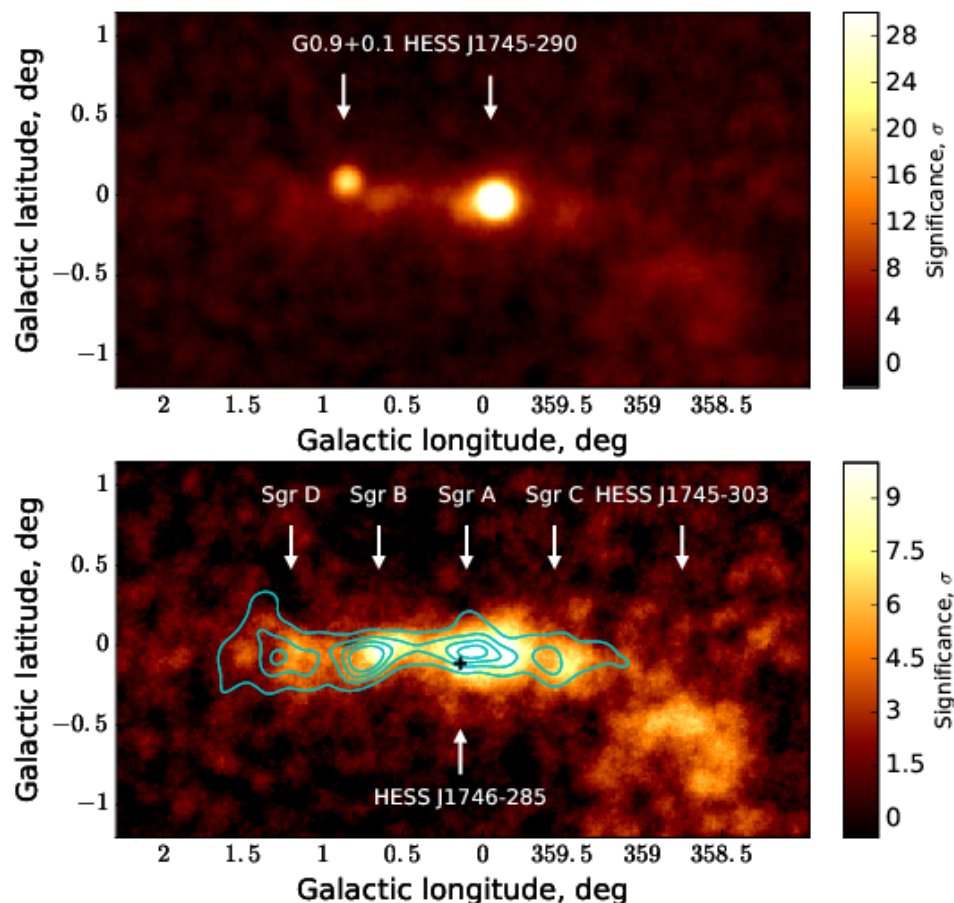


FIGURE 2.8 – Vue du centre galactique en rayons gamma de très haute énergie, obtenue avec l’observatoire HESS. *En haut* : carte présentant l’ensemble des événements. L’émission est dominée par deux sources ponctuelles, dont une pourrait être associée à Sgr A*. *En bas* : carte des événements résiduels après soustraction des deux sources ponctuelles. L’émission gamma diffuse apparaît nettement. Sa distribution suit celle de la matière dense, tracée ici par l’émission de la molécule CS (contours en lignes blanches extraits de Tsuboi, Handa et Ukita, 1999). Figure tirée de HESS Collaboration (2018a).

Vue en rayons gamma de haute énergie

Dans le domaine du gigaélectronvolt (GeV), les observations gamma sont conduites depuis l’espace. Il est très difficile de distinguer les sources ponctuelles de l’abondante émission diffuse induite par l’interaction des particules cosmiques avec le milieu interstellaire via différents processus physiques, qui est de loin la source d’émission la plus importante au centre galactique dans ce domaine. Néanmoins, l’instrument *EGRET* à bord du satellite *CGRO* déployé en 1991, puis son successeur, *LAT* embarqué sur l’observatoire *Fermi* lancé en 2008, sont parvenus à mettre en évidence une source située dans le noyau galactique, cataloguée initialement par *Fermi* sous le nom 1FGL J1745.6–2900c (Mayer-Hasselwander et al., 1998; Abdo et al., 2010). Les observations les plus récentes (Acero et al., 2015) dévoilent sept sources dans le degré central, dont deux à moins de $0,1^\circ$ du noyau galactique. La position de la source centrale, désormais nommée 3FGL J1745.6–2859c, est compatible avec celle de la source HESS J1745–290, et certains modèles spectraux parviennent à relier leur émission au GeV et au TeV (Chernyakova et al., 2011). Goodenough et Hooper (2009) ont par

ailleurs mis en évidence un « excès » d'émission diffuse à une énergie de quelques GeV dans les régions centrales, dû selon eux à une manifestation de la manière noire. Plus vraisemblablement, cette observation serait en réalité due à la surdensité d'étoiles dans le bulbe galactique et le bulbe nucléaire (Macias et al., 2018). Enfin, deux bulles de radiation gamma ont été détectées par *Fermi* de part et d'autre du plan galactique, jusqu'à une distance de 10 kpc du noyau (Su, Slatyer et Finkbeiner, 2010). J'y reviendrai à la section 2.6.

2.3 Émission diffuse et phases du milieu interstellaire

Comme nous venons de le voir, les vues du centre galactique à différentes longueurs d'onde se complètent pour offrir un aperçu de toute la complexité de cet environnement unique dans la Galaxie. En dehors du nombre impressionnant de sources ponctuelles ou de faible étendue contenues dans les régions centrales, une partie de cette complexité vient des composantes d'émission diffuse et des nuages moléculaires géants qui s'y trouvent. Afin de mieux appréhender ces objets, je ferai tout d'abord quelques rappels très généraux sur le milieu interstellaire.

Le milieu interstellaire désigne le gaz et la poussière présents entre les étoiles et principalement confinés dans le disque galactique⁶. Il représente l'équivalent de 5 % de la masse stellaire de la Galaxie. Trois phases sont distinguées de façon très schématique en fonction de l'état de l'hydrogène, qui constitue à lui seul 70 % de la masse du milieu interstellaire : phase moléculaire (H₂), phase atomique (H I) et phase ionisée (H II). En réalité, les vents stellaires et les phénomènes cosmiques violents tels que les explosions de supernovas contribuent au mélange des différentes phases. Dans les nuages moléculaires, les atomes se lient pour former des molécules, lesquelles peuvent s'associer à leur tour pour former des structures de taille allant de la molécule diatomique isolée à des grains pouvant atteindre 0,1 μm de diamètre (Lequeux, 2005). L'hélium et les éléments lourds (C, N, O, Mg, Si, S et Fe notamment) représentent respectivement 28 et 2 % de la masse du milieu interstellaire, la proportion d'éléments lourds variant selon les conditions physiques du milieu considéré.

⁶ Une partie du gaz chaud est également contenue dans le halo galactique.

La zone moléculaire centrale

Dans la Voie lactée, les régions centrales sont un environnement unique où le milieu interstellaire présente des conditions physiques plus extrêmes que partout ailleurs dans la Galaxie. Le gaz s'y concentre principalement dans les régions les plus internes, au détriment des parties plus externes ($r > 1,5$ kpc) du bulbe galactique. Cette accumulation forme la « zone moléculaire centrale » (Morris et Serabyn, 1996), qui s'étend le long du plan galactique sur environ 500 pc de part et d'autre du noyau, et qui contient environ $5 \times 10^7 M_{\odot}$ de gaz (Ferrière, Gillard et Jean, 2007), soit 10 % du contenu en gaz moléculaire de la Galaxie concentré dans un pourcent de son volume.

La dynamique de la matière interstellaire dans la zone moléculaire centrale dépend directement du potentiel gravitationnel imposé par la barre

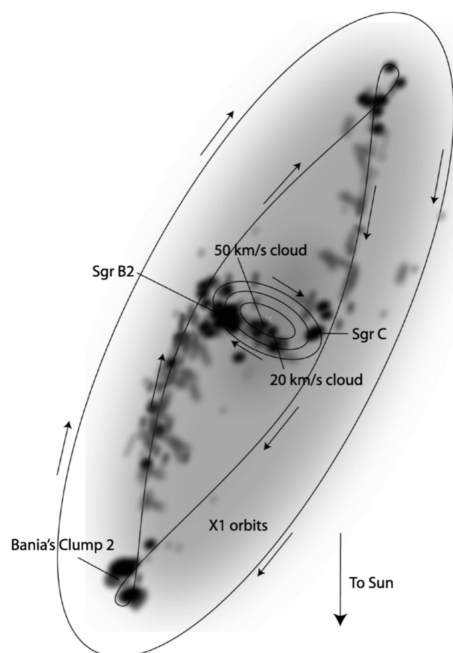


FIGURE 2.9 – Vue de dessus des 500 pc centraux de la Galaxie. La barre galactique est représentée par la teinte grise diffuse, orientée selon un angle de 20 à 45° vue depuis la Terre. Les lignes en trait plein représentent les orbites x_1 et x_2 . L'orbite la plus grande est une orbite stable x_1 . L'orbite suivante est une orbite x_1 présentant plusieurs intersections avec elle-même. Les orbites d'axe perpendiculaire, situées à beaucoup plus faible distance du centre, sont des orbites x_2 . Les auteurs proposent que certains nuages moléculaires, comme Sgr B2 et C, soient situés sur ces orbites. Figure extraite de Bally et al. (2010).

galactique. Le mouvement du gaz autour du noyau se fait ainsi sur deux familles d'orbites stables, fermées, de forme elliptique et imbriquées l'une dans l'autre : les orbites x_1 , dont le grand axe suit celui de la barre, et les orbites x_2 , dont le grand axe est perpendiculaire à la barre. La barre étant non axisymétrique, elle produit des couples sur le gaz. Le gaz à l'intérieur de la corotation ($R \lesssim 3,5$ kpc) va ainsi perdre son moment angulaire et tomber vers la résonance interne de Lindblad, où il va stationner sur les orbites stables x_1 . Toute perte supplémentaire de moment angulaire conduit alors le gaz sur des orbites x_1 instables où des chocs sont possibles. Les chocs induisent des pertes encore plus significatives de moment angulaire, qui précipitent finalement le gaz sur les orbites stables x_2 , situées bien plus près du centre. La zone moléculaire centrale contient une structure en forme d'anneau située à environ 180 pc du centre qui pourrait correspondre à l'orbite stable x_1 la plus interne (Binney et al., 1991). Au-delà de cet anneau, le gaz se trouve majoritairement sous forme atomique (HI). En deçà, il est principalement sous forme moléculaire (H_2) et s'organise en nuages géants distribués sur les orbites x_2 (fig. 2.9). La densité de ces nuages dépasse 10^4 cm^{-3} , ce qui est environ cent fois plus élevé que dans le reste du disque (voir p. ex. Longmore et al., 2013). La température y est de l'ordre de 50 à 400 K, alors qu'elle ne dépasse pas 20 K dans le disque (Ao et al., 2013; Mills et Morris, 2013). Le milieu est très turbulent, avec des nombres de Mach pouvant atteindre $M \sim 30$ (Bally et al., 1988), ce qui semble entraîner une inhibition de la formation stellaire.

Il est difficile de tracer la matière moléculaire car environ 99 % de sa masse est sous forme d'hydrogène moléculaire et d'hélium, deux composés

inaccessibles à l'observation directe. Des traceurs indirects existent cependant. Historiquement, la transition rotationnelle $J = 1 - 0$ de la molécule CO à $\lambda = 2,6$ mm, observée pour la première fois par Wilson, Jefferts et Penzias (1970), a joué un rôle aussi important pour suivre l'hydrogène moléculaire que celui de la raie à 21 cm dans le suivi de l'hydrogène atomique⁷. Les premières observations du centre galactique à l'aide de la molécule CO ont eu lieu au cours des années 1970 (voir Combes, 1991, et les références qui s'y trouvent). Elles ont révélé plusieurs structures de la zone moléculaire centrale, telles que l'anneau moléculaire à 180 pc, les nuages moléculaires Sgr A, B2 et C, ainsi que les nuages 20 km s^{-1} et 50 km s^{-1} , nommés ainsi en raison de leur vitesse apparente. Par la suite, d'autres traceurs moléculaires ont été utilisés, tels que ^{13}CO , CS, HCN, NH_3 , C^{18}O ou encore N_2H^+ . Oka et al. (1998) ont par exemple déduit d'observations dans la raie ^{12}CO ($J = 2 - 1$) qu'une partie de la matière de la zone moléculaire centrale, de l'ordre de 30 % (Rodríguez-Fernández et al., 2001), n'était pas concentrée dans les nuages géants, mais présente sous forme diffuse ($n_{\text{H}_2} \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) et tiède ($T \sim 150 \text{ K}$). Malgré cela, la distribution spatiale détaillée de la matière dans la zone moléculaire centrale, ainsi que sa dynamique orbitale, restent encore à ce jour fort mal connues. En effet, compte tenu de la position du Système solaire dans la Voie lactée, la vue sur la tranche est la seule possible et les positions des nuages le long de la ligne de visée sont très difficiles à obtenir.

À partir des observations dans le domaine submillimétrique, plusieurs tentatives de reconstruction de la distribution spatiale de la matière moléculaire ont été réalisées. Deux approches principales ont émergé, se fondant soit sur la recherche de motifs cohérents dans la distribution en vitesse du gaz, soit sur la comparaison des raies en absorption à celles en émission. Usant de la première méthode, Sofue (1995) a ainsi mis en évidence deux structures continues dans les diagrammes longitude-vitesse (l, v) du degré le plus interne de la zone moléculaire centrale obtenu à l'aide d'observations dans la raie ^{13}CO ($J = 1 - 0$). Il a interprété ces structures comme étant la trace de deux bras de matière dense en rotation solide, dont l'un se situe au nord galactique et est connecté à Sgr B, et l'autre est au sud galactique et connecté à Sgr C. Plus précisément, le premier bras s'étend de $(l, v) = (0,9^\circ, 80 \text{ km s}^{-1})$ à $(l, v) = (-1,0^\circ, -200 \text{ km s}^{-1})$, tandis que le second va de $(l, v) = (1,0^\circ, 100 \text{ km s}^{-1})$ à $(l, v) = (-0,6^\circ, -80 \text{ km s}^{-1})$. Les deux bras se rejoignent au niveau de Sgr B et de Sgr C et forment une structure d'environ 120 pc de rayon et 13 pc d'épaisseur. Sofue (1995) fait l'hypothèse que le bras contenant Sgr B est situé en avant du noyau galactique, et donc que l'autre bras est situé derrière (fig. 2.10). Cependant, la configuration inverse est aussi probable car la position des bras le long de la ligne de visée ne peut pas être contrainte avec ce type d'étude.

Optant pour la deuxième méthode, Sawada et al. (2004) ont comparé la raie d'émission du CO à 2,6 mm et la raie d'absorption de OH à 18 cm. Cette approche a l'avantage de ne pas dépendre d'un modèle de dynamique du gaz. Elle repose sur la différence d'absorption par OH de la forte émission continue diffuse à 18 cm du centre galactique selon qu'un nuage est situé devant ou derrière le plan de la zone moléculaire centrale. Les auteurs ont supposé que l'émission continue était axisymétrique et optiquement mince. Ils ont comparé la profondeur de son absorption par OH à l'émission de CO qui, elle, ne dépend pas de la position de la matière le long de la ligne

⁷ La molécule CO est la plus abondante après H_2 dans la Galaxie. Il s'agit d'une molécule hétérogène, ce qui la rend détectable en spectroscopie rotationnelle, contrairement à H_2 qui n'a pas de moment dipolaire.

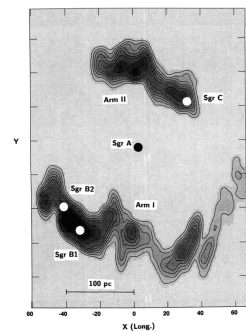


FIGURE 2.10 — Emplacements possibles des bras identifiés par Sofue (1995) dans une vue de dessus de la zone moléculaire centrale. Il est à noter que la configuration inverse (Sgr C devant et Sgr B derrière) est autant probable que la configuration présentée, la position des bras le long de la ligne de visée n'étant pas contrainte dans cette étude. Figure extraite de Sofue (1995).

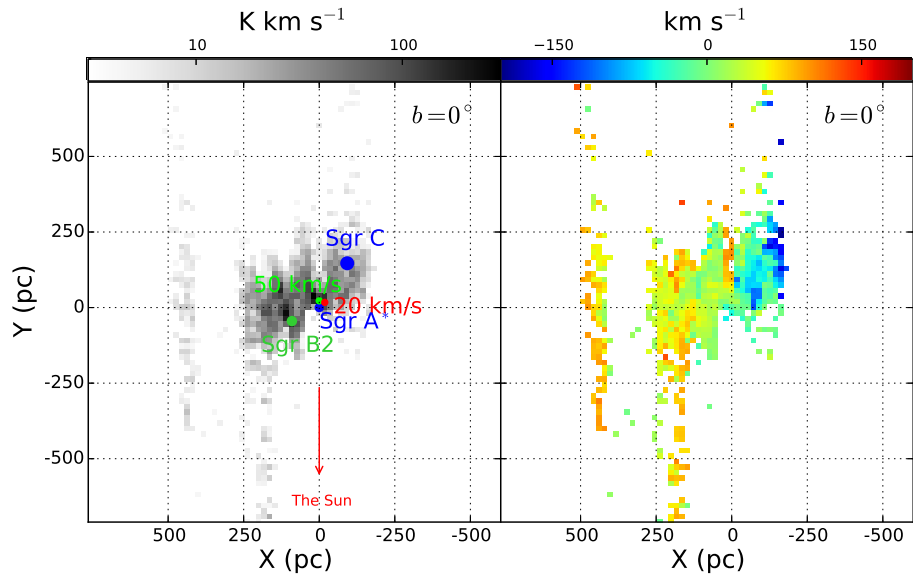


FIGURE 2.11 – Vue de dessus de la zone moléculaire centrale reconstruite par Yan et al. (2017). Les positions des principaux nuages moléculaires sont indiquées. La carte de droite donne le détail de la distribution en vitesse. Figure extraite de Yan et al. (2017).

de visée. Ce faisant, ils ont mis en évidence que la zone moléculaire centrale est une structure elliptique allongée, orientée selon un angle d'environ 70° par rapport à notre ligne de visée, le côté à l'est galactique étant celui situé vers l'avant. Ce travail suppose toutefois que, pour un point dans l'espace (l, v) , toute l'émission provient d'une position unique sur la ligne de visée. Il fait également l'hypothèse que l'intensité de la raie CO est proportionnelle à la quantité de gaz, tout comme l'opacité de la raie OH, afin de pouvoir relier ces deux quantités à l'aide d'une constante de proportionnalité. Il postule enfin que la température d'excitation du CO est uniforme. Yan et al. (2017) ont donc récemment reproduit cette étude en utilisant des raies supplémentaires afin de lever certaines de ces hypothèses. Leurs résultats (fig.2.11) confirment et prolongent ceux de Sawada et al. (2004). Ils donnent également accès pour la première fois à des informations sur la distribution de la matière à des latitudes galactiques non nulles (de $b = -0,375^\circ$ à $b = 0,25^\circ$).

La distribution du gaz dense peut également être tracée à partir des données prises dans l'infrarouge lointain avec le télescope spatial *Herschel*. Si les observations infrarouge révèlent la poussière interstellaire, il est en effet possible d'en déduire la distribution du gaz en supposant une relation entre l'opacité de la poussière et la densité de colonne d'hydrogène (voir p. ex. Bernard et al., 2010). C'est le travail qui a été effectué par Molinari et al. (2011). Il révèle une structure en forme de lemniscate déformée, bien visible en jaune sur la figure 2.12, autour du gaz tiède central représenté en bleu. Ce modèle place toutefois Sgr B2 derrière le noyau galactique, alors que les mesures de parallaxe réalisées par Reid et al. (2009) avec des masers⁸ H_2O le placent environ 130 pc vers l'avant. Ces dernières observations ne donnent en réalité accès qu'aux projections de la vitesse du nuage dans le plan du ciel et le long de la ligne de visée, desquelles il est possible de déduire sa position à condition de faire une hypothèse sur la forme de l'orbite (Reid et al. (2009) la supposent circulaire).

⁸ Les masers astrophysiques sont des sources d'émission stimulée produisant des raies spectrales généralement situées dans le domaine des micro-ondes.

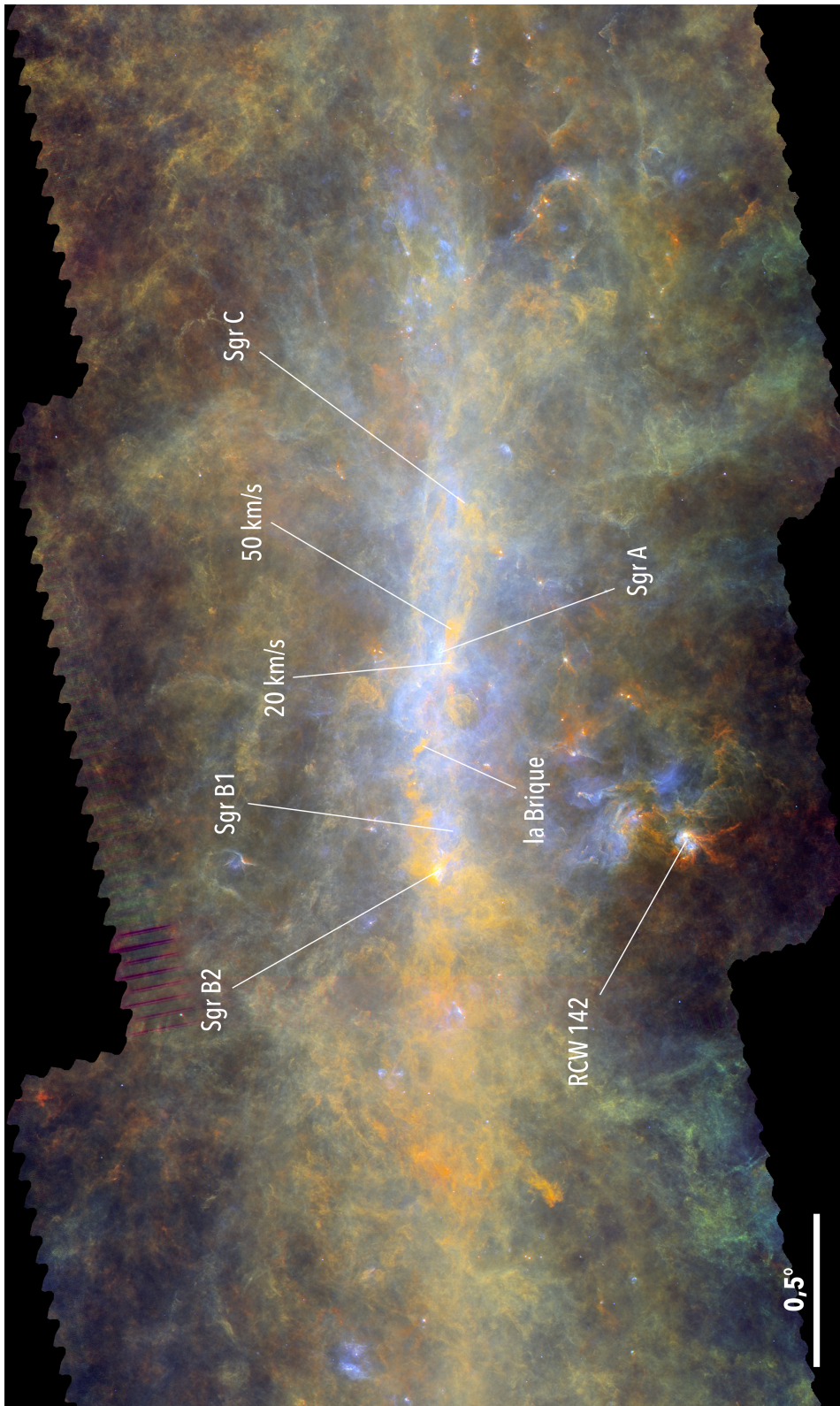


FIGURE 2.12 – Image composite en fausses couleurs des régions centrales de la Galaxie en infrarouge lointain et ondes submillimétriques, obtenue avec l’observatoire spatial *Herschel*. Les radiations de longueur d’onde $70\ \mu\text{m}$, $160\ \mu\text{m}$ et $350\ \mu\text{m}$ sont respectivement représentées en bleu, vert et rouge. Le gaz tiède et la poussière apparaissent en bleu, tandis que la matière plus froide est visible en rouge. L’anneau de Molinari apparaît en jaune. RCW 142 est une région H II d’avant-plan. Crédit : ESA/Hi-GAL Project.

Dernièrement, Kruijssen, Dale et Longmore (2015) ont proposé une distribution du gaz de la zone moléculaire centrale s'appuyant sur l'ajustement d'un modèle orbital aux observations dans la raie d'émission NH_3 ($J = 1 - 0$). Leur modèle décrit les différentes orbites possibles compte tenu du potentiel gravitationnel créé par la distribution de masse observée par Launhardt, Zylka et Mezger (2002). Le meilleur ajustement parvient à mieux décrire les observations que le modèle de Molinari et al. (2011) et correspond à des orbites ouvertes (fig. 2.13).

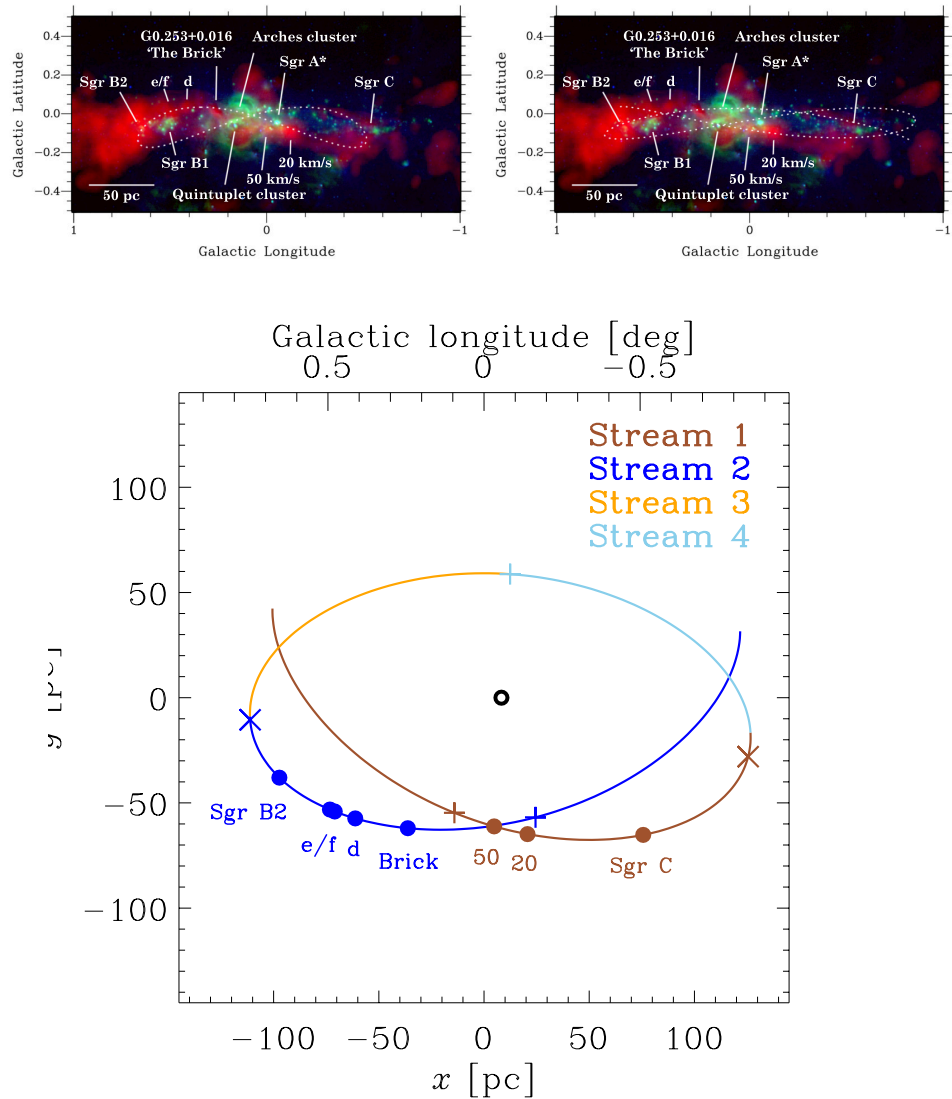


FIGURE 2.13 – *En haut* : comparaison des distributions de matière proposées par Molinari et al. (2011) (à gauche) et Kruijssen, Dale et Longmore (2015) (à droite) dans une vue de profil de la zone moléculaire centrale. *En bas* : vue de dessus des régions centrales de la Galaxie sur laquelle figurent les orbites ouvertes du modèle de Kruijssen, Dale et Longmore (2015). Figures tirées de Kruijssen, Dale et Longmore (2015).

Comme je l'expliquerai dans les chapitres suivants, parvenir à contraindre la distribution à trois dimensions de la matière dans la zone moléculaire centrale est un élément déterminant du problème que j'ai étudié dans le cadre de cette thèse.

Le « plasma » chaud et la plasma « tiède »

La zone moléculaire centrale présente plusieurs composantes d'émission diffuses, notamment visibles dans le domaine des rayons X mous, ainsi que nous l'avons évoqué à la section 2.2. Ces composantes sont au moins au nombre de trois. Elles peuvent être distinguées en sélectionnant les bandes en énergie dans lesquelles leur émission domine (fig. 2.14). Deux d'entre elles sont bien décrites par des modèles d'émission thermique, respectivement autour de $k_B T \sim 1$ keV et $k_B T \sim 7$ keV, tandis que la troisième est de nature non thermique et principalement tracée par la raie du fer neutre ou faiblement ionisé à 6,4 keV. Cette dernière est l'objet central de cette thèse et sera donc présentée de manière détaillée au chapitre 4.

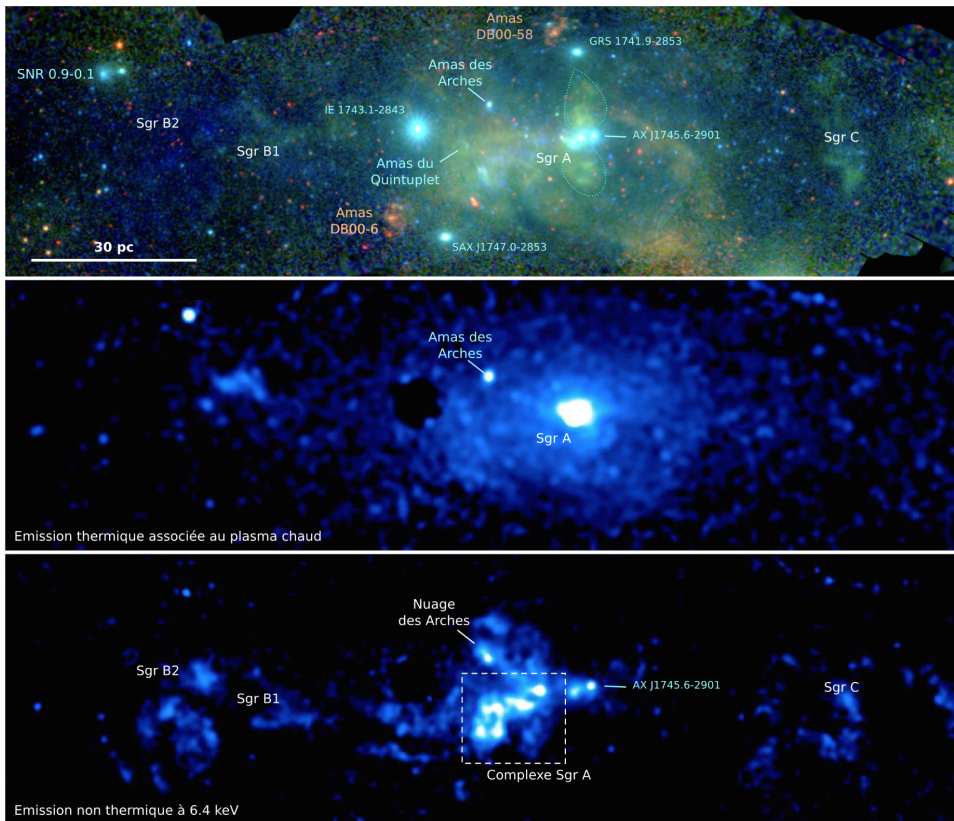


FIGURE 2.14 – *En haut* : image composite en fausses couleurs des régions centrales de la Galaxie vues en rayons X avec l'observatoire spatial *XMM-Newton* (voir aussi Ponti et al., 2015b). Les photons d'énergie 0,5-2 keV, 2-4,5 keV et 4,5-12 keV sont respectivement représentés en rouge, vert et bleu. *Au centre* : même image dans une bande d'énergie restreinte autour de 6,7 keV. *En bas* : même image dans une bande d'énergie restreinte autour de 6,4 keV. Figure tirée de Clavel (2014).

La première des deux composantes thermiques se repère principalement par des raies spectrales $K\alpha$ et $K\beta$ (cf. section 4.1) des ions hydrogénoïdes et héliumoïdes du soufre, de l'argon et du calcium, d'énergie inférieure à 4 keV⁹. Elle est bien décrite par l'émission d'un plasma « tiède » de température $k_B T \sim 1$ keV, dont la luminosité entre 2 et 12 keV est estimée à $3,3 \times 10^{36}$ erg s⁻¹ dans les 0,8 deg² centraux (Ponti et al., 2015b). Sa distribution spatiale au sein de la zone moléculaire centrale n'est pas uniforme. Ces caractéristiques conduisent à l'associer à l'émission des restes de supernovas et aux vents des jeunes étoiles massives (voir p. ex. Munro et al., 2004). La zone moléculaire centrale abrite en effet plus d'une dizaine de vestiges

⁹ Les raies les plus notables sont Si XIII à 1,86 keV, S XV à 2,45 keV, Ar XVII à 3,13 keV et Ca XIX à 3,89 keV.

de supernovas, pour un taux d'explosions de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1} par siècle (voir p. ex. Crocker et al., 2011 ; Ponti et al., 2015b ; Jouvin, Lemièrre et Terrier, 2017). Cette composante thermique comprend d'ailleurs différentes structures diffuses corroborant cette origine, telles que la superbulle associée à l'amas du Quintuplet, vieille d'une centaine de milliers d'années au plus (Ponti et al., 2015b), et les lobes bipolaires du noyau galactique qui s'étendent sur une dizaine de parsecs de part et d'autre du plan de la Galaxie (Morris et al., 2003 ; Heard et Warwick, 2013b). Ces derniers pourraient être dus à l'expansion d'une onde de choc dans un vent préexistant collimaté par le disque circumnucléaire (Yalinewich, Piran et Sari, 2017).

La seconde composante thermique est appelée la « dorsale galactique » (*Galactic ridge* ; Worrall et al., 1982). Elle se repère notamment à l'émission dans la raie $K\alpha$ du fer héliumöide (Fe xxv) à 6,7 keV (Koyama et al., 1989). Contrairement à la composante « tiède », sa distribution spatiale est uniformément décroissante le long du plan galactique, de part et d'autre du noyau. Si cette composante est bien décrite par un modèle de plasma collisionnel chaud de température $k_B T \sim 7$ keV, sa nature est controversée. Il est ainsi peu probable qu'elle corresponde effectivement à un plasma. En effet, le confinement gravitationnel d'un tel plasma dans la Galaxie n'étant pas possible, sa régénération imposerait une puissance injectée colossale (Tanaka, 2002), à moins que le confinement ne soit aidé par le champ magnétique (Nishiyama et al., 2013). Une autre explication est que cette émission soit en fait produite par une population de variables cataclysmiques magnétiques non résolues spatialement (voir p. ex. Heard et Warwick, 2013a).

2.4 Les trente parsecs centraux

Les régions les plus internes de la zone moléculaire centrale se distinguent par la présence des trois amas d'étoiles les plus massifs de la Galaxie ainsi que du complexe Sgr A, très lumineux en radio. Je décrirai ici brièvement ces structures, qui ne sont pas l'objet direct du présent travail de thèse.

Les trois amas déjà cités plus haut — l'amas des Arches, l'amas du Quintuplet et l'amas central — sont situés à moins de 30 pc du noyau galactique en distance projetée. Leur masse est de l'ordre de $10^4 M_\odot$ (Figer et al., 1999) et leur âge est estimé à quelques millions d'années (Najarro et al., 2004 ; Figer et al., 1999 ; Lu et al., 2013). Ils contiennent ainsi des étoiles massives relativement jeunes, qui attestent d'un taux de formation stellaire plus élevé que partout ailleurs dans la Voie lactée. Certaines de ces étoiles, de type Wolf-Rayet, produisent de forts vents stellaires qui influencent le milieu interstellaire alentour. Plus d'une centaine d'étoiles de ce type ont été identifiées dans la zone moléculaire centrale et il est à noter que seulement un tiers d'entre elles environ se trouve au sein des trois amas (Mauerhan et al., 2010). Les autres étoiles pourraient ainsi avoir été éjectées des amas des Arches et du Quintuplet (Habibi, Stolte et Harfst, 2014).

L'amas central contient plus de 10^4 étoiles concentrées dans un rayon d'environ 0,5 pc autour du noyau galactique, correspondant à une densité stellaire colossale. Ces étoiles s'organisent en deux populations. La première comprend de jeunes étoiles (de type OB) distribuées selon un disque voilé.

Elles produisent d'intenses vents stellaires et une quantité abondante de rayonnement ultraviolet. La présence de jeunes étoiles si loin des régions de formation stellaire est un problème connu sous le nom de « paradoxe de jeunesse »¹⁰. La seconde population est constituée d'étoiles plus âgées distribuées de façon isotrope. Ce sont elles qui représentent la majorité de la masse de l'amas. À ces deux populations s'ajoutent les étoiles dites « S », les plus proches de la source centrale, dont il sera question à la section 2.5.

Toutes ces étoiles massives ayant une durée de vie relativement courte, de nombreux résidus stellaires sont également présents dans le parsec central. Wharton et al. (2012) estiment par exemple à environ 10^3 le nombre de pulsars présentant une émission radio dirigée vers la Terre contenus dans la région. De nombreuses naines blanches sont également recensées dans le parsec central, dont une partie doit contribuer à l'émission de la dorsale galactique sous la forme de systèmes binaires accrétants (Krivonos et al., 2007). L'amas central lui-même se trouve d'ailleurs au cœur d'une région composite bien visible en radio, le complexe Sgr A. Celui-ci s'étend sur environ 10×10 pc en projection. Il comprend différentes structures dont certaines sont facilement identifiables sur la figure 2.15. Elles sont brièvement décrites dans les paragraphes ci-après.

¹⁰ Le paradoxe vient de ce que les temps de migration depuis les régions de formation stellaire avoisinantes sont supérieurs à l'âge des étoiles.

Sgr A Est

Sgr A Est est une source radio étendue de forme elliptique, mesurant environ 9×7 pc en projection et située à une distance d'environ 2 pc de la source centrale Sgr A*. Il s'agit d'un vestige de supernova dont l'explosion aurait eu lieu il y a une dizaine de milliers d'années (Maeda et al., 2002). Il se compose d'une coquille externe non thermique contenant un plasma chaud détecté en rayons X (Sakano et al., 2004). La source du Boulet de canon (*Cannonball*) pourrait être la nébuleuse de pulsar associée à l'explosion de la supernova à l'origine de Sgr A Est (Park et al., 2005; Zhao, Morris et Goss, 2013).

Sgr A Ouest

La cavité centrale Sgr A Ouest a été formée par les vents stellaires de l'amas central, qui chauffent et ionisent la matière. Cette région H II s'étend sur 2×3 pc et apparaît englobée par Sgr A Est en projection. Elle s'organise sous la forme d'une « minispirale », c'est-à-dire en trois bras d'environ 1 pc de longueur en mouvement autour du centre de la Galaxie. Ces trois bras ne forment pas une structure cohérente, et l'apparence de minispirale résulte en fait de la vue en projection des surfaces ionisées d'un ensemble assez désorganisé de nuages de poussière et de gaz moléculaire (Paumard, Maillard et Morris, 2004; Ciurlo et al., 2016).

Le disque circumnucléaire

Le disque circumnucléaire est un tore asymétrique de dimensions 10×2 pc en projection. Il s'étend sur environ 4×2 pc autour de la cavité centrale. Il est constitué de gaz neutre et de poussières tièdes ($T \sim 100$ K) en rotation autour de la source centrale Sgr A*. Sa température est plus élevée sur son bord intérieur, directement exposé à l'influence des étoiles de l'amas

central. Le disque circumnucléaire est incliné de 60° par rapport à notre ligne de visée. Sa masse totale est estimée à quelque $10^4 M_\odot$, répartie de manière irrégulière. Cette masse provient des nuages moléculaires de la zone moléculaire centrale et pourrait alimenter à son tour la source centrale.

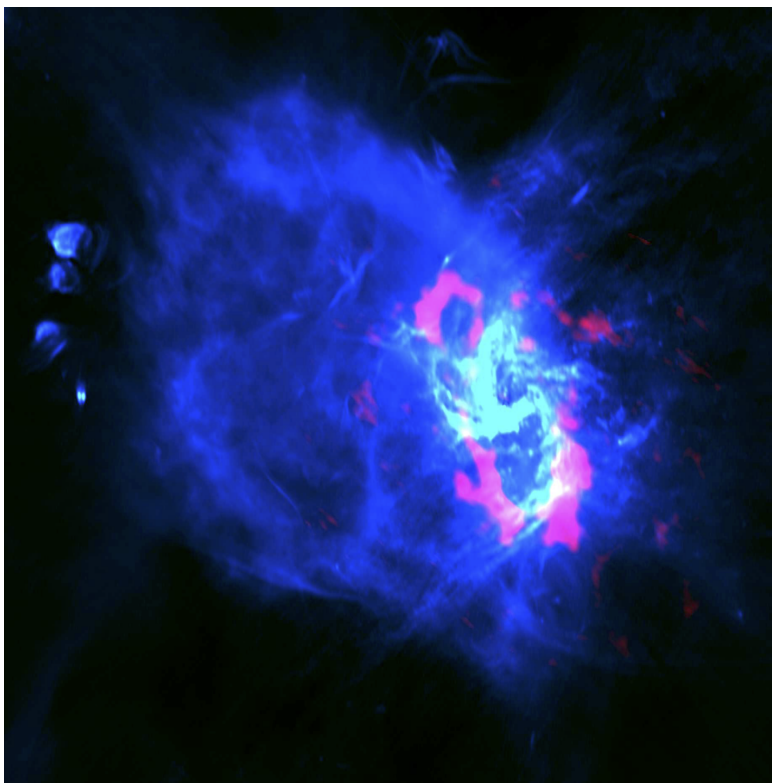


FIGURE 2.15 – Vue composite des 10 parsecs centraux de la Galaxie, représentant l'émission continue à 5,5 GHz (bleu) et l'émission de la raie moléculaire de CN (rouge). La combinaison de ces deux ensembles de données révèle la minispirale (Sgr A Ouest) en bleu clair et le disque circumnucléaire en rose. La coquille bleue qui englobe ces éléments correspond à Sgr A Est. Les petits objets sphéroïdaux visibles sur la gauche de l'image sont des régions H II compactes. Elles pourraient résulter de la formation d'étoiles massives initiée par la collision entre l'onde de choc de Sgr A Est et le nuage moléculaire 50 km s^{-1} . Figure tirée de Zhao, Morris et Goss (2016).

Les nuages 20 km s^{-1} et 50 km s^{-1}

Déjà cités plus haut, les nuages moléculaires 20 km s^{-1} et 50 km s^{-1} font partie des régions les plus internes de la zone moléculaire centrale. Ils sont situés juste au-delà du disque circumnucléaire. Ce sont des nuages massifs dont la masse est de l'ordre de $5 \times 10^5 M_\odot$, pour une densité de $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$. La température du gaz y est de l'ordre de 80 à 100 K (voir p. ex. Sandqvist et al., 2008).

2.5 Sagittarius A*, le trou noir supermassif galactique

Dès les années 1960, plusieurs travaux font le rapprochement entre les trous noirs supermassifs au centre des galaxies actives et le cœur de la Voie lactée (Salpeter, 1964; Lynden-Bell, 1969). En 1971, les astrophysiciens britanniques Donald Lynden-Bell et Martin Rees proposent quatre observations déterminantes à mener pour tester si le centre de notre galaxie contient ou

non un tel objet, dont celle de recourir à l'interférométrie radio (Lynden-Bell et Rees, 1971). Plusieurs tentatives de réaliser ces observations ont lieu dans la foulée mais la résolution spatiale des instruments utilisés ne permet pas de détection (Ekers et Lynden-Bell, 1971 ; Downes et Martin, 1971). C'est finalement en février 1974, en associant l'interféromètre de Green Bank et une antenne située à 35 km de là, que les astronomes Bruce Balick et Robert Brown découvrent une source compacte (de taille inférieure à la seconde d'arc) au centre de la Galaxie (Balick et Brown, 1974). Son émission non thermique est particulièrement intense (~ 1 Jy), ce qui en fait l'une des sources compactes les plus brillantes du ciel. Les deux astronomes écrivent alors :

The unusual nature of the sub-arcsecond structure and its positional coincidence with the inner 1-pc core of the galactic nucleus strongly suggests that this structure is physically associated with the galactic center (in fact, defines the galactic center).

Robert Brown propose de nommer cette source Sgr A* huit ans après la découverte, en 1982 (Brown, 1982). Il explique l'origine du nom comme une référence aux notations spectroscopiques (Goss, Brown et Lo, 2003) :

Scratching on a yellow pad one morning I tried a lot of possible names. When I began thinking of radio source as the 'exciting source' for the cluster of H II regions seen in the VLA maps, the name Sgr A* occurred to me by analogy brought to mind by my PhD dissertation, which is in atomic physics and where the nomenclature for excited state atoms is He*, or Fe*, etc.

Dès les travaux de Wollman et al. (1977) et Lacy, Townes et Hollenbach (1982), l'existence d'une masse de quelque $10^6 M_{\odot}$ dans le parsec central est soupçonnée compte tenu de la cinématique du gaz, ce qui suggère que Sgr A* est bien un trou noir supermassif. Malgré ces premiers résultats, la nature de la source Sgr A* est restée controversée jusqu'à la fin des années 1990. En effet, le caractère faiblement lumineux de Sgr A* à certaines longueurs d'onde a longtemps paru incompatible avec l'émission attendue pour un trou noir supermassif. Cela a notamment été le cas dans le domaine des rayons X durs, le télescope à masque codé SIGMA à bord du satellite russe *Granat* n'ayant pas détecté d'émission à la position de Sgr A* (Goldwurm et al., 1994). Pour l'anecdote, l'absence de détection a conduit les auteurs de cette étude à opter pour un titre qu'ils qualifient eux mêmes de « légèrement provocateur » (Goldwurm, 2006), et qui illustre parfaitement l'incompréhension qui régnait alors : "*possible evidence against a massive black hole at the Galactic centre*".

La confirmation de la nature de Sgr A* est finalement venue de l'étude du mouvement d'une quarantaine d'étoiles de l'amas central (étoiles dites « S ») en orbite autour de Sgr A*, permise par le développement de l'optique adaptative¹¹ (Eckart et Genzel, 1996 ; Eckart et Genzel, 1997 ; Genzel et al., 1997 ; Ghez et al., 1998). L'étoile S2, la plus proche du trou noir (fig. 2.16), a notamment pu être suivie pendant plus d'une révolution complète (Gillessen et al., 2009). Sa période orbitale est de 16 ans et son orbite, fortement excentrique ($e = 0,88$), l'amène à seulement 120 unités astronomiques de Sgr A* au périastre. Elle atteint alors une vitesse orbitale d'environ 7650 km s^{-1} , ce qui rend perceptibles les effets de la relativité générale en champ fort (Gravity Collaboration, 2018). La position de Sgr A* coïncide

¹¹ Technique utilisant un miroir déformable afin de corriger en temps réel les déformations du front d'onde dues à la turbulence atmosphérique.

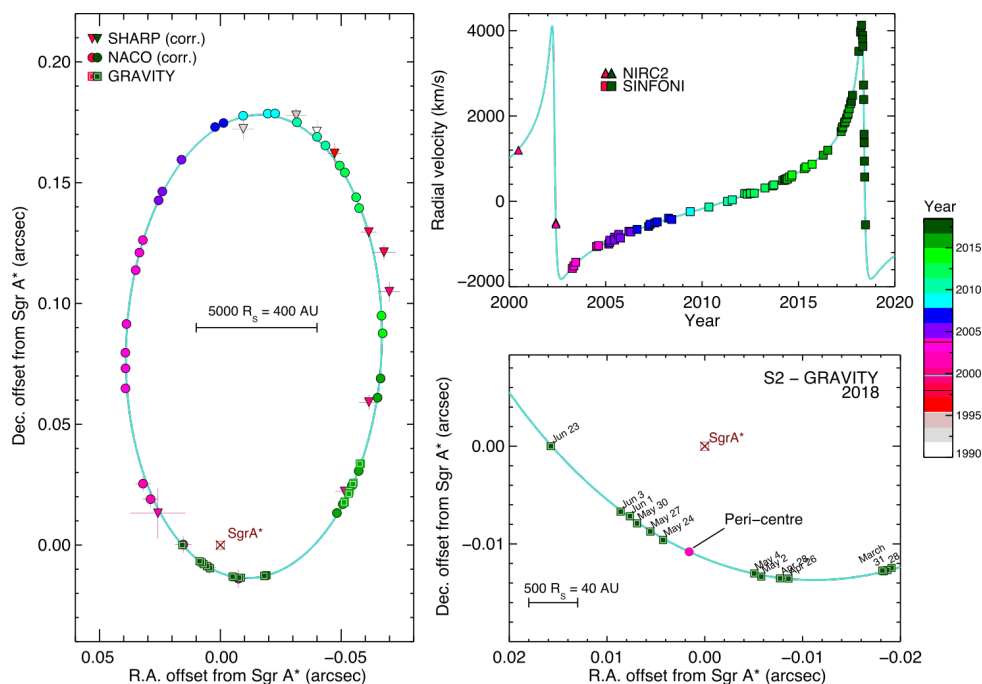


FIGURE 2.16 – Résumé des campagnes d’observation de l’étoile S2 menées entre 1992 et 2018 avec les télescopes NTT puis VLT installés au Chili. À gauche : orbite en projection de l’étoile S2 autour de Sgr A*. En haut à droite : vitesse radiale de l’étoile S2 en fonction du temps. Une partie des données vient des télescopes Keck. En bas à droite : détail de la partie de l’orbite correspondant au passage au périastre en mai 2018. Le code couleur est le même sur les trois figures et correspond à l’époque d’observation. Figure tirée de Gravity Collaboration (2018).

avec celle du centre de masse de l’orbite de S2 à moins d’une milliseconde d’arc près (Plewa et al., 2015). Le calcul du potentiel gravitationnel subi par S2 permet d’estimer la masse de Sgr A* à quelque $4 \times 10^6 M_{\odot}$. Le mouvement propre de la source est de plus compatible avec zéro, ce qui est un autre indice fort que Sgr A* est bien un trou noir supermassif (Reid et Brunthaler, 2004).

À l’origine non résolue, la source Sgr A* a une dimension angulaire intrinsèque difficile à estimer en raison de la diffusion des ondes radio par les électrons du milieu interstellaire qui élargit la taille apparente des sources ponctuelles avec une dépendance en λ^2 . Plusieurs tentatives ont été effectuées (p. ex. Shen et al., 2005 ; Doeleman et al., 2008). La dernière en date est celle de Bower et al. (2014). Ces auteurs donnent une taille de $35,4 \times 12,6 R_S$, où R_S est le rayon de Schwarzschild, et une inclinaison de 95° vers l’est galactique.

Suite à sa détection en ondes radio en 1974, Sgr A* a été observé pour la première fois en rayons X par Baganoff et al. (2003) et en infrarouge par Genzel et al. (2003). Ces détections sont intervenues relativement tardivement, une fois encore du fait de la faible luminosité bolométrique de la source. La luminosité X dans la bande 2-10 keV vaut en effet $L_X \simeq 2,4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ (Baganoff et al., 2003). La taille de la source quiescente¹² vue par Chandra est cohérente avec celle du rayon de Bondi ($r_B \sim 10^5 R_S$; Baganoff et al., 2003 ; Xu et al., 2006).

¹² Celle-ci entoure une seconde composante non résolue dont proviennent les variations de luminosité observées quotidiennement.

Le spectre radio de Sgr A* a une densité de flux en $S_\nu \propto \nu^{1/3}$. Il a longtemps été question qu'il présente une bosse dans le domaine submillimétrique mais une étude récente revisitant la distribution spectrale d'énergie de Sgr A* avec des données *Herschel* remet en cause l'existence de cette bosse (von Fellenberg et al., 2018).

Sachant que la distribution spectrale d'énergie de Sgr A* semble dominée par l'émission radio, la luminosité de Sgr A* dans ce domaine donne une estimation de sa luminosité bolométrique. Celle-ci est ainsi de l'ordre de quelque 10^{35} erg s⁻¹ (von Fellenberg et al., 2018), c'est-à-dire inférieure de près de neuf ordres de grandeur à la luminosité limite d'Eddington ($L_{\text{Edd}} \sim 10^{44}$ erg s⁻¹), mais aussi très en deçà de ce qui est attendu à partir du flot d'accrétion estimé au rayon de Bondi ($L \sim 10^{41}$ erg s⁻¹; voir Genzel, Eisenhauer et Gillessen, 2010; Goddi et al., 2017). La complexité du noyau galactique est cependant délicate à appréhender dans le cadre du modèle de Bondi, qui suppose une symétrie sphérique et une invariance temporelle du flot d'accrétion. Des simulations numériques plus réalistes ont été développées (p. ex. Cuadra, Nayakshin et Martins, 2008; Cuadra, Nayakshin et Wang, 2015). Elles montrent que l'alimentation du trou noir par les vents des étoiles massives environnantes permet d'expliquer le taux d'accrétion mesuré au niveau du rayon de Bondi, de l'ordre de $10^{-6} M_\odot$ an⁻¹, et que celui-ci doit présenter une certaine variabilité au cours du temps (voir section 2.6). Ce taux d'accrétion diminue fortement en s'approchant de Sgr A* ($r \lesssim 10^2 R_S$), tombant à des valeurs comprises entre 10^{-7} et $10^{-9} M_\odot$ an⁻¹ d'après les mesures par effet Faraday¹³ (Marrone et al., 2007), ce qui permet de mieux comprendre le très faible niveau quiescent d'émission observé. Il semble donc que le caractère très faiblement lumineux de Sgr A* résulte d'un phénomène d'accrétion chaude, combinant une accrétion radiativement inefficace (ADAF; voir le chapitre 1) et une faible alimentation due au fait qu'une partie très importante (~ 99 %) du gaz capturé au rayon de Bondi n'est finalement pas accrétée par le trou noir, mais expulsée sous forme d'éjecta (*outflow*) avant d'atteindre l'astre central (p. ex. Blandford et Begelman, 1999). Wang et al. (2013) a montré qu'un tel modèle d'accrétion radiativement inefficace couplé à des éjections de matière reproduisait les observations en rayons X de manière très satisfaisante. Brinkerink et al. (2015) ont montré avec *ALMA* que le décalage temporel entre les courbes de lumière de Sgr A* à différentes fréquences pouvait indiquer l'existence d'un éjecta relativiste autour du trou noir.

¹³ Rotation du vecteur de polarisation sous l'effet du champ magnétique rencontré par la lumière.

2.6 Activité de Sagittarius A*

En plus de son émission quiescente décrite *supra*, Sgr A* présente des variations de luminosité dans presque tous les domaines du spectre électromagnétique où il est observé (Genzel, Eisenhauer et Gillessen, 2010).

Les sursauts quotidiens

Les variations les plus importantes se rencontrent en infrarouge proche (Genzel et al., 2003), où elles ont permis d'identifier la contrepartie de Sgr A* dans ce domaine, et en rayons X (Baganoff et al., 2001; Ponti et al., 2015a; Yuan et Wang, 2016), où la luminosité peut augmenter d'un à

deux ordres de grandeur par rapport au niveau de quiescence. Chaque sursaut en rayons X est d'ailleurs accompagné d'un sursaut en infrarouge. Toutefois, la réciproque n'est pas vraie (p. ex. Dodds-Eden et al., 2009) et, de manière générale, le lien entre les variations de luminosité observées à différentes longueurs d'onde n'est pas clair. Les variabilité infrarouge et submillimétrique sont bien représentées par un bruit rouge¹⁴ (Do et al., 2009). L'échelle de temps caractéristique des variations dans le domaine submillimétrique est de 8 heures (Dexter et al., 2014). En infrarouge, la variabilité est permanente et des sursauts se produisent plusieurs fois par jour (Bremer et al., 2011). Quant aux sursauts X, ils ont lieu quotidiennement et durent d'une dizaine de minutes à quelques heures. La distribution de la luminosité des sursauts X suit une loi de puissance d'indice $-1,9$ (Neilsen et al., 2013). En X comme en infrarouge, la rapidité des variations atteste de leur survenue à très faible distance du trou noir. Si aucune variabilité n'a été observée en gamma (voir p. ex. Trap et al., 2011), des variations de luminosité sont attestées en rayons X durs (jusqu'à près de 80 keV) avec *NuSTAR* (Barrière et al., 2014).

¹⁴ Signal dont le spectre de puissance est proportionnel à $1/f^2$, où f est la fréquence du signal.

Les sursauts en infrarouge sont fortement polarisés (Eckart et al., 2006), ce qui indique une origine synchrotron. Les observations en rayons X réalisées par Ponti et al. (2017) ont récemment confirmé que le spectre des sursauts était bien reproduit par un modèle d'émission synchrotron d'une population refroidie d'électrons, ce qui prouve que des électrons sont accélérés à de très hauts facteurs de Lorentz.

Les traces d'une activité passée plus intense

La variabilité actuelle de Sgr A*, bien que d'amplitude limitée, peut laisser penser que son caractère très faiblement lumineux n'est que temporaire. Des variations significatives du flot d'accrétion semblent en effet possibles et auraient donc pu survenir dans le passé. Dans cet esprit, plusieurs études ont cherché à identifier des traces d'épisodes d'activité passée qu'aurait laissé Sgr A* dans la matière qui l'entoure.

Parmi les potentielles reliques d'un sursaut majeur, l'une des plus spectaculaires se présente sous la forme des deux bulles de radiation gamma détectées par *Fermi* que nous avons déjà évoquées. Ces deux bulles s'étendent de part et d'autre du plan galactique, jusqu'à une distance d'environ 10 kpc du noyau (Su, Slatyer et Finkbeiner, 2010). Elles présentent un spectre dur, d'indice spectral $1,9 \pm 0,2$, avec une coupure aux alentours de 100 GeV. Leur luminosité gamma atteint $4,4 \times 10^{37}$ erg s⁻¹ (Ackermann et al., 2014).

Les bulles de *Fermi* sont également détectées dans d'autres domaines spectraux, notamment en submillimétrique (Pietrobon et al., 2012), en radio (Carretti et al., 2013), en infrarouge et en rayons X (Bland-Hawthorn et Cohen, 2003). Leur âge a été contraint par Bordoloi et al. (2017) entre 6 et 9 millions d'années (Ma), ce qui est cohérent avec une origine imputable à Sgr A*. Les bulles de *Fermi* seraient alors les vestiges d'un éjectat sphérique en provenance du trou noir, collimaté par la distribution de matière de la zone moléculaire centrale (Zubovas et Nayakshin, 2012). Elles pourraient avoir été produites par des jets bipolaires émis par Sgr A* pendant quelque 10⁵ ans (Guo et Mathews, 2012) ou par les vents dus aux mêmes mécanismes

d'accrétion chaude que ceux observés actuellement avec un taux d'accrétion 10^3 à 10^4 fois plus élevé (Mou et al., 2014).

La présence de jeunes étoiles à proximité du trou noir pourrait confirmer indirectement l'existence de l'épisode d'activité passée à l'origine des bulles de *Fermi*. En effet, l'âge de ces étoiles estimé à 6 ± 2 Ma n'est pas compatible avec une migration depuis leur site de formation, ce qui suggère qu'elles pourraient s'être formées *in situ* à la suite de l'accrétion d'un important nuage moléculaire par Sgr A* (Levin et Beloborodov, 2003; Paumard et al., 2006; Bonnell et Rice, 2008).

De même, l'observation d'un excès d'émission $H\alpha$ au sein du courant de Magellan, un pont de matière HI s'étendant jusqu'à 50 et 100 kpc de Sgr A* en direction du pôle Sud galactique, pourrait être le signe d'une excitation du gaz il y a quelques millions d'années par une source ultraviolette très intense — de l'ordre de 10^{44} erg s^{-1} si elle se situe dans le noyau galactique (Bland-Hawthorn et Cohen, 2003). L'observation d'une cavité d'environ 6 kpc de rayon dans le gaz chaud circumgalactique semble également aller dans le sens d'un sursaut majeur il y a environ 6 Ma (Nicastro et al., 2016).

Dans un passé plus récent, un autre épisode d'activité aurait pu survenir il y a quelque 10^5 ans. En effet, Nakashima et al. (2013) ont mis au jour avec *Suzaku* une grande région de plasma hors équilibre à la verticale de Sgr A* en direction du sud galactique, s'étendant sur environ 100×200 pc (à condition qu'elle soit située à la même distance de nous que le centre galactique). L'énergie thermique totale de ce plasma est de l'ordre de 10^{51} erg. Nakashima et al. (2013) suggèrent qu'il ait été produit dans le noyau galactique. Une autre relique attribuée à la même époque existe. Il s'agit d'une structure moléculaire en forme de sablier située à la verticale de Sgr A*, cette fois en direction du nord galactique, entre l'arc polaire et le nuage 50 km s^{-1} , qui pourrait avoir été créée par un événement explosif du noyau galactique Hsieh et al. (2016).

Plus proche de nous encore, des échos de lumière en rayons X ont été abondamment observés dans la zone moléculaire centrale. Ils résultent probablement de l'interaction du rayonnement X émis par le trou noir ces dernières centaines d'années avec les nuages moléculaires environnants. Ces échos sont le sujet principal de ce travail de thèse. Aussi, je leur consacrerai l'intégralité du chapitre 4. Leur étude faisant appel à des observations astronomiques en rayons X, je détaillerai au préalable les spécificités de ce domaine spectral dans le chapitre suivant.

Observations en rayons X

3.1 Des origines aux missions historiques

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 1, la découverte des domaines invisibles du spectre électromagnétique s'est étalée sur un siècle, de 1800 à 1900. La mise en évidence des rayons X figure à l'avant-dernière étape de cette histoire. Elle remonte très précisément au soir du vendredi 8 novembre 1895, quand, à l'université de Wurtzbourg, le physicien Wilhelm Röntgen découvre un phénomène inattendu lors au cours de ses expériences sur les faisceaux d'électrons produits dans un tube à décharge, appelés à l'époque « rayons cathodiques ». Dans l'obscurité, il déclenche des décharges électriques dans un tube de Crookes recouvert de carton noir et observe par hasard la fluorescence d'un morceau de papier enduit d'une couche de platinocyanure de baryum, placé non loin de là. Le phénomène se produit alors même que l'écran est situé à plus de deux mètres du tube à décharge. Röntgen intercale divers objets entre le tube et l'écran, dont un livre de mille pages et une plaque d'aluminium de quinze millimètres d'épaisseur. Mais rien n'y fait : la fluorescence persiste. Il conclut de toutes ses expériences qu'il vient de découvrir un nouveau type de rayons, qu'il nomme provisoirement « rayons X ».

En quelques semaines, il mesure les principales caractéristiques de ce rayonnement jusqu'alors inconnu. Il remarque notamment qu'en interposant sa main entre le tube et l'écran, « l'ombre plus sombre des os est vue dans l'ombre légèrement marquée de la main elle-même » (Röntgen, 1898). Cette découverte inaugure les prémices de la radiologie médicale (fig. 3.1). Le dentiste allemand Otto Walkhoff réalise la première radiographie dentaire dès janvier 1896, tandis que, en France, le premier laboratoire de radiologie ouvre l'année suivante sous l'impulsion d'Antoine Béclère.

Lorsque Röntgen se voit attribuer le tout premier prix Nobel de physique en 1901, il a déjà cessé ses recherches sur les rayons X depuis quatre ans. Et s'il a publié trois articles sur leurs propriétés, il n'a pas cherché pas à établir leur nature. C'est seulement avec la découverte de la diffraction des rayons X par le physicien allemand Max von Laue, en 1912, que la nature électromagnétique des rayons X est démontrée. On sait aujourd'hui que c'est le rayonnement de freinage, ou *bremsstrahlung*, qui est responsable de leur production dans un tube de Crookes. Cette production nécessite l'accélération préalable d'un faisceau d'électrons, généralement au moyen d'une haute tension électrique appliquée entre deux électrodes. C'est ce qui explique que l'unité utilisée pour mesurer l'énergie des photons X soit l'électronvolt (eV), défini comme l'énergie cinétique qu'acquiert un électron accéléré par une différence de potentiel égale à un volt.

Parmi les principales propriétés des rayons X mises en évidence par Röntgen, on retiendra qu'ils sont absorbés par la matière d'autant plus

Les rayons cathodiques sont alors largement étudiés par la communauté, ce qui aurait rendu « inévitable » la découverte des rayons X (Samueli, 2009). Plusieurs physiciens ont ainsi produit des rayons X avant Röntgen sans mesurer leur importance, comme par exemple Goodspeed et Jennings en 1890 (Walden, Jr., 1991). Quant à savoir s'ils peuvent pour autant prétendre au titre de découvreurs des rayons X, on lira notamment Kaufman (1992).

"The discovery of X-rays is one of the most famous serendipitous discoveries of science. If Röntgen had been funded to investigate ways to help doctors in hospitals set broken bones, it is unlikely that he would have pursued this line of research" (Seward et Charles, 2010).



FIGURE 3.1 – Une des premières radiographies prises par Wilhelm Röntgen le 22 décembre 1895. On y voit la main gauche de son épouse, Anna. Elle porte une bague à l’annulaire. Les différences d’absorption des rayons X entre les tissus, les os et le métal de la bague sont bien visibles.

facilement que le numéro atomique Z du matériau considéré est élevé. Trois feuilles de papier ou 10 cm d’air à la pression atmosphérique suffisent par exemple à arrêter des rayons X de 3 keV (Seward et Charles, 2010). Cela a une conséquence immédiate pour les astrophysiciens : l’épaisseur de l’atmosphère terrestre interdit toute observation depuis le sol de rayons X en provenance de l’espace. La naissance de l’astronomie X était donc conditionnée au développement de l’aéronautique, ce qui se produisit dans le sillage de la seconde guerre mondiale. Toutefois, jusqu’au début des années 1960, très peu d’astronomes pensaient que les objets astrophysiques auraient pu générer une quantité de rayons X suffisante pour être détectée. Ce n’est qu’à la suite de la découverte, là encore fortuite¹, de la première source X astrophysique (Scorpius X-1; Giacconi et al., 1962) que ces conceptions évolueront en profondeur, au point de conduire les astrophysiciens à inventer des processus physiques jusqu’alors inconcevables pour expliquer les observations. Le physicien Riccardo Giacconi, qui dirigeait l’équipe à l’origine de la découverte, explique dans sa conférence Nobel :

¹ Le but initial de la mission était de rechercher l’émission X de la Lune.

The truly extraordinary aspect of the discovery was not that an X-ray star had been found but its extraordinary properties. The X-ray radiation intensity from the Sun is only 10^{-6} of its visible light intensity. In Sco X-1, the X-ray luminosity is 10^3 times the visible light intensity and it was later determined that the intrinsic luminosity is 10^3 the entire luminosity of the Sun! This was a truly amazing and new type of celestial object. Furthermore, the physical process by which the X-rays were emitted on Sco X-1 had to be different from any process for

X-ray generation we knew in the laboratory since it has not been possible on Earth to generate X-rays with 99.9% efficiency.

À la suite de la découverte de Scorpius X-1 avec une fusée *Aerobee 150*, de nombreux autres vols suborbitaux sont effectués. Ils permettent la découverte d'autres sources du type de Sco X-1 (que l'on appellera plus tard des binaires X) et de l'émission X de sources déjà identifiées dans d'autres domaines du spectre électromagnétique, à l'instar des radiogalaxies M87 et Cygnus A.

Cependant, les fusées et les ballons sont loin d'être des systèmes d'observation optimaux. Les vols suborbitaux sont courts, ce qui implique des temps d'observation très faibles, et l'usage de collimateurs ne permet pas de déterminer précisément la position des sources détectées. Il faut pour cela attendre le premier satellite dédié à l'astronomie X, *Uhuru*, lancé en décembre 1970. Développé par l'équipe de Giacconi, il dépasse en quelques jours le temps d'observation cumulé de l'ensemble des missions précédentes. Il réalise le premier relevé complet du ciel dans la bande 2–20 keV et recense ainsi plus de 300 sources. Il permet de faire le premier suivi systématique des sources variables. En novembre 1978, le lancement du premier télescope focalisant les rayons X, l'observatoire *Einstein*, marque une nouvelle étape dans le domaine. Cette nouvelle technologie permet d'obtenir les toutes premières images à haute résolution de bon nombre de sources et de réaliser des sondages profonds dans des régions ciblées du ciel.

Dans les années 1980, l'Europe et le Japon prennent le relai des États-Unis avec les missions *EXOSAT* (1983), *Tenma* (1983) et *Ginga* (1987). Au début de la décennie suivante, le télescope spatial allemand *ROSAT* (1990) recense en six mois plus de 150 000 sources X sur l'ensemble du ciel. Puis le satellite japonais *ASCA*, lancé en 1993, est le premier à emporter des capteurs CCD à la place des traditionnels compteurs proportionnels, ainsi que des télescopes montés sur un banc optique extensible après lancement lui permettant d'atteindre une longueur focale de 3,5 mètres grâce à laquelle il peut accéder à des photons de plus haute énergie, jusqu'à 10 keV. Chaque nouvelle mission apporte son lot de découvertes : oscillations quasi-périodiques des microquasars, émission du fer dans les noyaux actifs de galaxie, élargissement relativiste des raies spectrales dans les disques d'accrétion, etc.

En 1999, deux missions majeures sont déployées à quelques mois d'écart. Le 23 juillet, la Nasa met en orbite l'observatoire *Chandra*, et le 10 décembre, l'Agence spatiale européenne (ESA) lance le satellite *XMM-Newton*. Ces deux observatoires, encore opérationnels aujourd'hui, ont permis de nombreuses découvertes de premier plan et ont fait entrer l'astronomie X dans une nouvelle ère. Ce sont les données de ces deux instruments que j'ai utilisées dans cette thèse. À ce titre, ils seront décrits en détail au paragraphe 3.3.

Parmi les missions qui ont suivi *Chandra* et *XMM-Newton*, nous nous limiterons à mentionner brièvement celles auxquelles cette thèse fait référence. Leurs performances techniques sont présentées dans la table 3.1. Tout d'abord, le télescope japonais *Suzaku*, mis en orbite en juillet 2005 après un premier échec en février 2000, est le premier à emporter un microcalorimètre² dans l'espace. Malheureusement, les espoirs d'atteindre la résolution spectrale inégalée offerte par ce type d'instrument sont rapidement contrariés : le microcalorimètre tombe en panne après seulement quelques semaines

² Un microcalorimètre est un type de détecteur sensible à l'élévation de température causée par l'absorption d'un photon X.

de vol. Une nouvelle tentative a lieu en février 2016 avec le lancement de *Hitomi*. C'est un nouvel échec, dû cette fois à une série d'anomalies lors du déploiement du satellite. L'instrument SXS aura néanmoins démontré la qualité saisissante des spectres obtenus par les microcalorimètres lors d'une observation de l'amas de Persée effectuée avant la perte du satellite (Hitomi Collaboration, 2016). Quant au petit satellite *NuSTAR* lancé par la Nasa en 2012, il est le premier à embarquer un télescope capable de focaliser les rayons X au-delà de 10 keV. Ce type d'instrument permet un gain de sensibilité significatif par rapport aux dispositifs à masque codé³ jusqu'alors utilisés dans le domaine des X durs ($E > 10$ keV), notamment par le satellite européen *INTEGRAL*, lancé en 2002.

³ Un masque opaque percé d'un ensemble de trous est placé entre le détecteur et la source. L'image obtenue résulte alors de la convolution du signal incident par le motif du masque. Si ce dernier est judicieusement conçu, une déconvolution permet d'obtenir le nombre de sources observées et leur position dans le ciel.

3.2 Spécificités de l'astronomie X

L'astronomie des rayons X présente des spécificités qui la distinguent fortement de l'astronomie en lumière visible. D'un point de vue technique tout d'abord, comme nous l'avons vu, elle ne peut être mise en pratique qu'en s'affranchissant de l'atmosphère terrestre. Cela impose des contraintes fortes sur les dimensions, la masse et le coût des instruments, ceux-ci devant être embarqués dans l'espace. Les instruments utilisés pour observer les rayons X sont de plus très différents des optiques classiques de l'astronomie en lumière visible. En effet, les rayons X ne se reflètent généralement pas sur les matériaux mais les traversent ou y sont absorbés. Il n'est donc pas possible d'utiliser les lentilles et les miroirs à incidence (quasi-)normale conventionnels. La réflexion des rayons X n'est toutefois pas complètement impossible. Elle peut avoir lieu à condition que les photons arrivent en incidence rasante, à l'image d'un galet faisant des ricochets à la surface de l'eau.

Cette condition dérive simplement de la loi de Snell-Descartes pour la réfraction. En effet, la focalisation des rayons X nécessite de vérifier la condition de réflexion totale, c'est-à-dire de se placer dans le cas où il n'y a plus de photons réfractés et donc où tous les photons sont diffusés de manière cohérente selon un angle de réflexion égal à leur angle d'incidence, conformément aux lois de l'optique géométrique. La valeur de l'angle de réfraction θ_r est donnée par la loi de Snell-Descartes pour la réfraction en fonction de l'angle d'incidence θ_i et de l'indice de réfraction du milieu qui, pour rappel, peut s'écrire :

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (3.1)$$

où δ et β sont deux constantes dépendant entre autre de la nature du milieu considéré et du carré de la longueur d'onde des photons. Elles sont chacune très inférieures à l'unité dans le cas des rayons X.

La partie imaginaire rend compte de l'absorption par le milieu.

En considérant que le photon incident évolue dans le vide ($n = 1$) et en définissant l'angle d'incidence à partir de la surface (et non à partir de la normale comme c'est habituellement le cas), la loi de Snell-Descartes s'écrit :

$$\cos \theta_r = \frac{\cos \theta_i}{\operatorname{Re}(n)} = \frac{\cos \theta_i}{1 - \delta} \quad (3.2)$$

La réflexion totale s'obtient lorsque l'angle de réfraction θ_r cesse d'être défini, c'est-à-dire lorsque $\cos \theta_r > 1$. L'angle d'incidence critique θ_c correspond au cas où $\cos \theta_r = 1$. En le supposant petit ($\theta_c \ll 1$), on obtient :

$$1 - \delta = \cos \theta_c \simeq 1 - \frac{\theta_c^2}{2} \quad (3.3)$$

Par ailleurs, pour une énergie suffisamment éloignée des seuils d'absorption du matériau considéré, on peut montrer que δ est proportionnel à Z/E^2 , avec Z le numéro atomique de l'élément constituant le milieu et E l'énergie du photon X incident (Arnaud, Smith et Siemiginowska, 2011). On a donc finalement :

$$\theta_c \propto \frac{\sqrt{Z}}{E} \quad (3.4)$$

La focalisation des rayons X sera ainsi possible à condition de se placer en incidence rasante, typiquement à des angles de l'ordre d'un demi-degré à deux degrés pour les instruments actuels (p. ex. entre 17 et 42 minutes d'arc pour *XMM-Newton*; Jansen et al., 2001). Pour tous les angles supérieurs, les photons traverseront les surfaces sans s'y réfléchir.

Afin d'obtenir une image (à deux dimensions), un nombre pair de réflexions est nécessaire, généralement pris égal à deux (Wolter, 1952a; Wolter, 1952b). Ceci est réalisé au moyen de télescopes de type Wolter (Giacconi et Rossi, 1960) qui combinent deux miroirs confocaux à symétrie de révolution, typiquement l'un parabolique et l'autre hyperbolique (fig. 3.2). Pour ces dispositifs, l'angle d'incidence critique correspond approximativement à l'angle de vue maximum de l'instrument.

Plusieurs miroirs de type Wolter sont généralement imbriqués tels des poupées gigognes afin d'accroître la surface efficace disponible (fig. 3.3). Le système optique ainsi obtenu est stigmatique sur l'axe optique, aplanétique et ne présente pas d'aberration sphérique. La qualité d'image, nettement inférieure à la limite imposée par la diffraction, est limitée par les imperfections de surface des miroirs (Léna et al., 2012). Elle diminue rapidement à mesure que la source s'écarte de l'axe optique, en partie à cause des occultations mutuelles au sein du système de miroirs imbriqués. Par ailleurs, le fait que l'angle d'incidence critique décroisse avec l'énergie des photons limite la possibilité de focaliser les rayons X durs, puisqu'un angle d'incidence très petit implique de construire un instrument très grand pour parvenir à focaliser les rayons X. En effet, les télescopes Wolter sont gouvernés par la relation (Paul et Laurent, 1997) :

$$E_{\max} = k \left(\frac{f}{D} \right) \quad (3.5)$$

avec E_{\max} l'énergie maximale des photons réfléchis, D le diamètre du miroir, f la distance focale et k un coefficient qui dépend de la nature de la surface réfléchissante ($k \sim 1$ keV pour l'or; la dépendance en \sqrt{Z} de l'angle d'incidence critique favorise l'usage de matériaux de numéro atomique élevé, tels que l'or, le platine ou l'iridium, dans le but d'obtenir un angle aussi grand que possible). Ainsi, pour un télescope comme *XMM-Newton* pour lequel

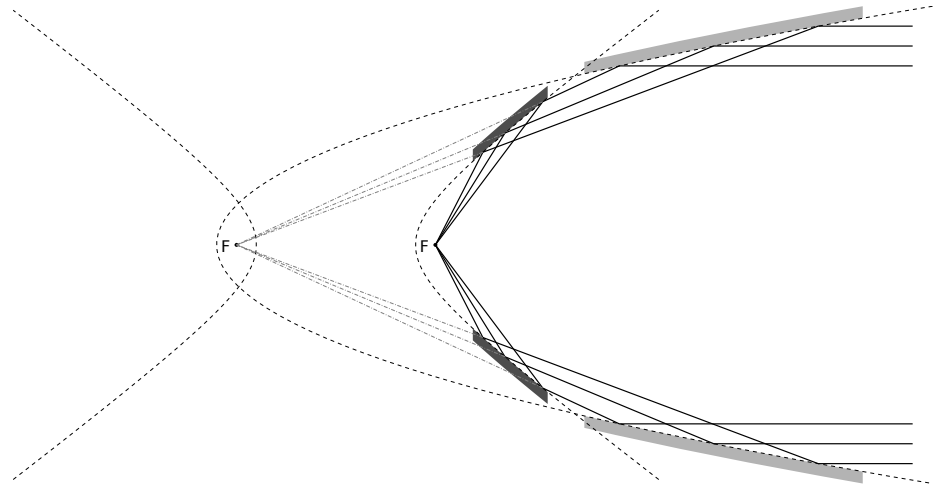


FIGURE 3.2 – Vue schématique d'un télescope de type Wolter-I. Un faisceau lumineux incident est représenté par les traits pleins. Il provient de l'infini (du côté droit de la figure), se réfléchit sur un premier segment de miroir parabolique puis sur un second segment hyperbolique. Le paraboloïde et l'hyperloïde confocaux sont représentés par les lignes pointillées. L'usage d'un second segment hyperbolique permet de réduire significativement la taille de l'instrument, comme le montre la position des foyers F .

$f = 7,5$ mètres (limité par la taille de la coiffe du lanceur) et $D = 70$ cm, on aura E_{\max} de l'ordre de 10 keV. À l'heure actuelle, seul *NuSTAR* est capable de focaliser les rayons X durs jusqu'à plusieurs dizaines de kiloélectronvolts grâce à ses miroirs composés d'une succession de plus d'une centaine de couches alternant différents revêtements métalliques et à son mat déployable qui permet d'accroître la distance focale.

Du point de vue de la détection, de nombreuses différences existent là encore avec les observations dans les autres domaines du spectre électromagnétique. La plus significative d'entre elles est que les détecteurs sont sensibles aux photons individuels et non à une intensité bolométrique dans une bande donnée. En effet, les photons X sont peu nombreux et leur énergie est élevée, ce qui les rend détectables individuellement et relativement faciles à compter. Cet aspect est une particularité majeure de l'astronomie X, partagée avec l'astronomie gamma. Les observations se présentent ainsi sous la forme de listes d'évènements de type (t, E, x, y) contenant le temps d'arrivée t , l'énergie E (déduite de la charge déposée dans le détecteur) et la position (x, y) des photons dans le plan du ciel (déduite des positions dans le plan du détecteur). D'autres informations peuvent également être recueillies avec des dispositifs spécifiques, comme la polarisation des photons. Ainsi, bien que les données en astronomie X aient généralement une faible statistique due au faible nombre de photons détectés, chaque photon porte à lui seul une grande richesse d'information. C'est ce qui permet, par exemple, aux imageurs X d'être également par défaut des spectromètres, puisqu'ils ont accès à l'énergie de chacun des photons détectés.

En pratique, tout matériau interagissant fortement avec les rayons X dans la bande d'énergie d'intérêt peut convenir pour réaliser un détecteur. Il existe plusieurs technologies de détecteur, dont les compteurs proportionnels, les microcalorimètres et les capteurs CCD. Comme les observatoires que j'ai utilisés pendant ma thèse étaient équipés de CCD, je me limiterai à décrire brièvement ce seul type de détecteur.

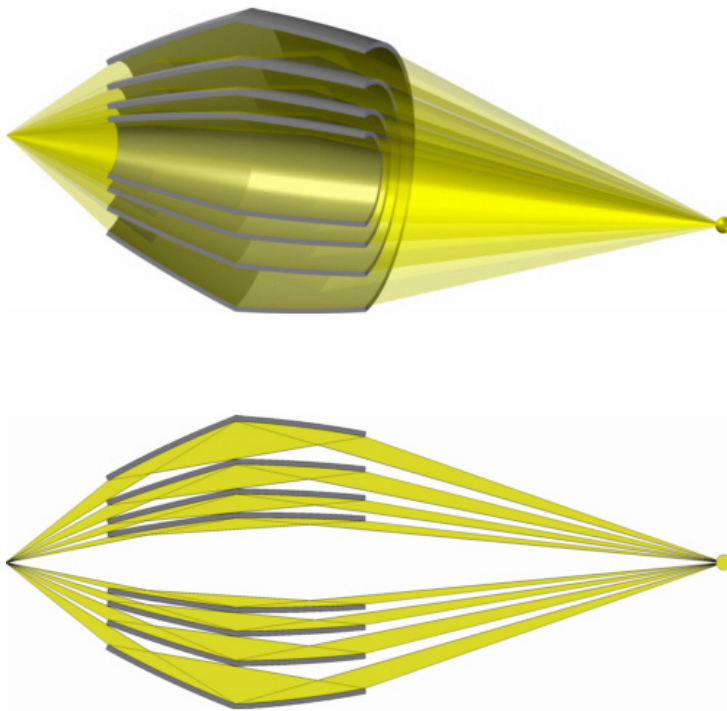


FIGURE 3.3 – Imbrication de miroirs de type Wolter I dans le but d’accroître la surface efficace de l’instrument. Le trajet des rayons lumineux est matérialisé en jaune. Figure reproduite du site x-ray-optics.de.

Depuis leur invention en 1969, les capteurs CCD (dispositifs à transfert de charge) ont été massivement utilisés en astronomie à diverses longueurs d’onde, en raison de leurs nombreux avantages — on peut citer, entre autres, leur excellent rendement quantique et la linéarité de leur réponse. Si la sensibilité de ce type de capteurs aux rayons X a été rapidement découverte, il a fallu davantage de temps pour parfaire leur fonctionnement dans cette bande d’énergie (le premier observatoire spatial X embarquant un capteur CCD est le satellite japonais *ASCA*, lancé en 1993, comme nous l’avons vu plus haut). Cette technologie a aujourd’hui atteint sa maturité et peu de progrès majeurs supplémentaires sont à attendre pour ce type de détecteur (Arnaud, Smith et Siemiginowska, 2011).

Les images très populaires du télescope spatial Hubble sont par exemple prises avec des caméras CCD.

Un capteur CCD est composé d’une matrice bidimensionnelle de semi-condensateurs capacitifs en silicium dont l’interaction avec un photon incident génère, par effet photoélectrique, plusieurs dizaines de milliers de paires électron-trou (Arnaud, Smith et Siemiginowska, 2011). Les photoélectrons produits sont piégés par un puits de potentiel, puis transférés de pixel en pixel en appliquant une tension commandée par une horloge jusqu’à atteindre le bout d’une ligne de pixels, où la charge est alors amplifiée et mesurée. Un certain nombre de détails techniques liés à la nature des CCD doivent être pris en compte lors de l’acquisition et de l’analyse des données, dont l’accumulation de charges (*pileup*), le dépôt de contaminants sur la surface refroidie du détecteur ou la présence de pixels morts. Le plus souvent, la correction de ces défauts est prise en compte dans les outils

d'analyse et de calibration fournis par les observatoires. Par conséquent, je ne les décrirai pas davantage.

3.3 L'observatoire spatial *Chandra*

Dans les prochains paragraphes, je présenterai brièvement les principales caractéristiques des deux observatoires que j'ai utilisés pour ce travail de thèse, à savoir *Chandra* et *XMM-Newton*. Je donnerai également quelques éléments de comparaison avec les satellites *Suzaku* et *NuSTAR* utilisés par d'autres équipes pour mener des travaux auxquels je ferai référence dans la suite.

Parmi ces satellites, le plus ancien est l'observatoire *Chandra* (fig. 3.4), connu également sous le nom *AXAF* jusqu'en 1998. Il a été lancé du cap Canaveral par la navette *Columbia* le 23 juillet 1999 (Weisskopf et al., 2000). Avec un poids de 4,8 tonnes et des dimensions de $13,8 \times 19,5$ mètres lorsque ses panneaux solaires (délivrant 2350 W) sont déployés, il est le plus gros satellite jamais lancé par une navette spatiale. Il évolue sur une orbite haute fortement elliptique⁴ qui permet des observations ininterrompues pendant plus de 48 heures. *Chandra* est conçu pour avoir une surface efficace très supérieure à celle de son prédécesseur, l'observatoire *Einstein*, et pour offrir des gains substantiels en résolutions angulaire et spectrale (d'un et deux ordres de grandeur, respectivement). En particulier, il permet de réaliser pour la première fois des observations avec une résolution angulaire inférieure à la seconde d'arc entre 0,2 et 10 keV. Ses optiques sont composées de quatre paires de miroirs imbriqués de type Wolter I recouverts d'iridium. Deux détecteurs sont placés dans leur plan focal : la caméra à haute résolution HRC (Murray et al., 2000) et le spectro-imageur ACIS (Garmire et al., 2003). Tous deux peuvent être utilisés à la fois pour l'imagerie (HRC-I et ACIS-I) et la spectroscopie (HRC-S et ACIS-S). Deux réseaux de diffraction dédiés à la spectroscopie haute-résolution (LETG et HETG) équipent également le satellite.

⁴ Son apogée se situe à plus d'un tiers de la distance Terre-Lune (140 161 km) alors qu'il passe à seulement 10 000 kilomètres de la Terre au périégée.

Dans le cadre de ce travail de thèse, l'imageur ACIS-I est le seul instrument utilisé. Celui-ci est constitué d'une matrice de 2×2 détecteurs CCD, chacun couvrant sur le ciel un carré de 8,3 minutes d'arc de côté. Les détecteurs n'étant pas parfaitement accolés, le champ de vue total a une dimension de $16,9 \times 16,9$ minutes d'arc. Afin d'assurer un temps d'exposition minimum sur l'intégralité du champ de vue, le satellite se déplace lors de ses pointages suivant un motif (*dither pattern*) permettant de limiter l'effet des zones vides situées entre les CCD.

3.4 L'observatoire spatial *XMM-Newton*

Le 10 décembre 1999, quelques mois après le lancement de *Chandra*, l'observatoire *XMM-Newton* (fig. 3.5) décolle du Centre spatial guyanais de Kourou à bord d'un lanceur Ariane 5 (Jansen et al., 2001). Il est alors le plus gros satellite jamais lancé par l'Agence spatiale européenne. Comme son homologue américain *Chandra*, il est placé sur une orbite fortement elliptique pour permettre de longues périodes d'observation sans que la Terre ne

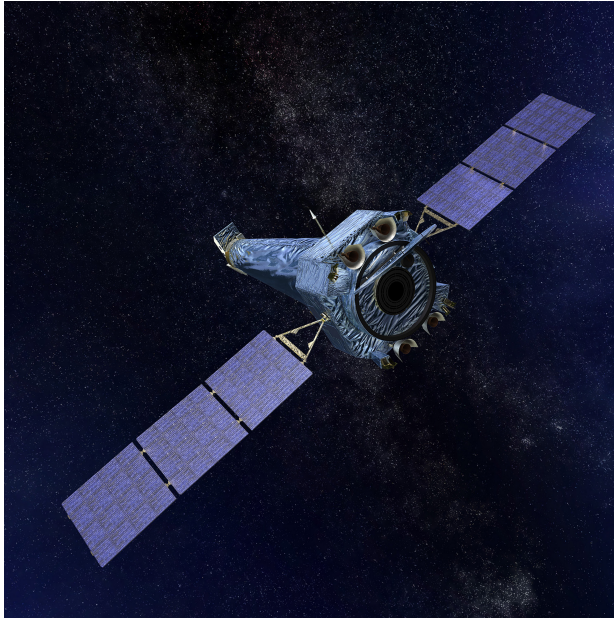


FIGURE 3.4 – Vue d'artiste de l'observatoire *Chandra*. Crédit : Nasa/CXC.

passe dans le champ de vue. À son bord se trouvent trois télescopes de type Wolter I quasi-identiques et co-alignés, composés chacun de 58 miroirs confocaux revêtus d'une couche réfléchissante en or. Ce choix technique permet à *XMM-Newton* de posséder une surface collectrice extrêmement importante dans une bande couvrant à la fois les basses énergies (de 0,1 à 2 keV) et les raies du fer (~ 7 keV). La surface efficace pour la somme des trois télescopes approche ainsi de 4300 cm^2 à 1,5 keV, ce qui reste à ce jour inégalé. Une caméra EPIC (*European Photon Imaging Camera*), de type CCD, est placée au foyer de chacun des trois télescopes. Par ailleurs, deux des trois télescopes sont équipés d'un spectromètre à haute résolution RGS (*Reflection Grating Spectrometer*) qui intercepte environ la moitié du flux focalisé par les miroirs. Seulement 44 % du flux incident atteint ainsi les caméras au foyer des deux télescopes concernés, alors que la totalité du flux est reçue par la caméra du troisième télescope. De ce fait, des technologies différentes ont été utilisées. Les deux premières caméras utilisent des CCD de type MOS (*Metal Oxide Semiconductor*) tandis que la troisième met en œuvre des CCD reposant sur les jonctions p-n. Par métonymie, les instruments correspondant ont respectivement été nommés EPIC-MOS 1 et 2 (Turner et al., 2001) et EPIC-pn (Strüder et al., 2001). Enfin, *XMM-Newton* embarque un télescope Ritchey-Chrétien de 30 centimètres sensible à la lumière visible et ultraviolette (170–650 nm) pour le suivi multi-longueur d'onde des sources vues en rayons X.

Je donnerai quelques détails supplémentaires sur les caméras EPIC qui ont été utilisées dans ce travail. Malgré les deux technologies différentes utilisées, celles-ci ont des caractéristiques générales similaires. Elles permettent de réaliser des images avec un champ de vue d'un demi-degré dans une gamme d'énergies comprises entre 0,15 et 15 keV, avec une résolution angulaire atteignant au mieux $4,5''$ à 1,5 keV pour EPIC MOS, c'est-à-dire environ un ordre de grandeur moins fine que celle de *Chandra*, et une résolution spectrale $E/\Delta E$ de l'ordre de 20 à 50. La caméra PN est composée de douze CCD couvrant chacune sur le ciel un rectangle de $13,6 \times 4,4$ minutes d'arc

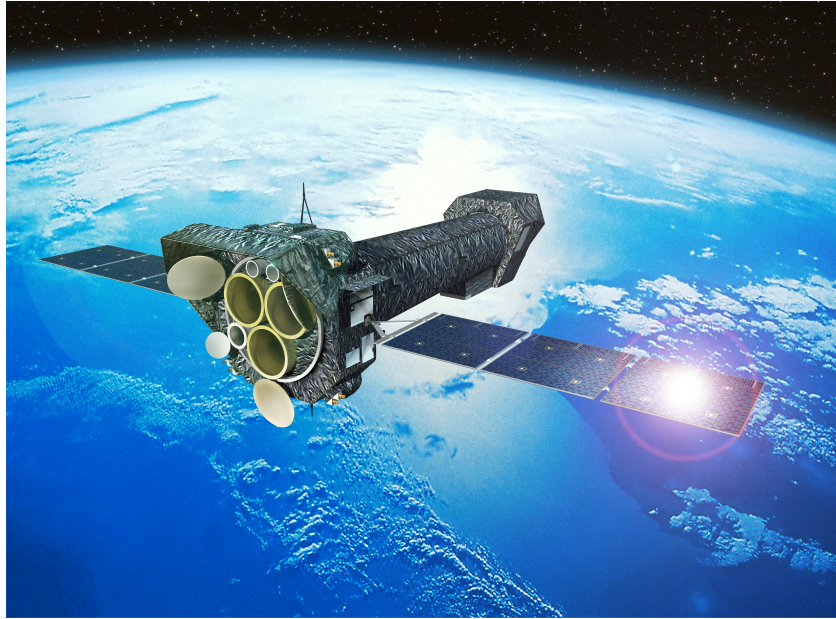


FIGURE 3.5 – Vue d'artiste de l'observatoire *XMM-Newton*. Crédit : ESA/D. Ducros.

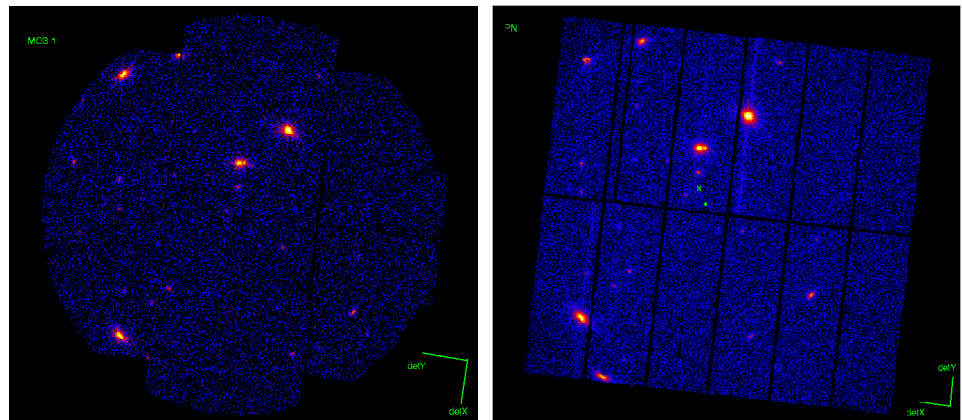


FIGURE 3.6 – Comparaison des champs de vue des caméras MOS (à gauche) et PN (à droite) pour une même observation. Les différences de surface efficace et d'agencement des capteurs CCD sont bien visibles.

(fig. 3.6, à droite). Elle se distingue par son excellente résolution temporelle (jusqu'à $7 \mu\text{s}$ en mode rafale). Les deux caméras MOS sont composées de sept capteurs CCD carrés de dimensions $10,9 \times 10,9$ minutes d'arc (fig. 3.6, à gauche).

La table 3.1 résume les principales caractéristiques techniques de *XMM-Newton* et *Chandra* et donne quelques éléments de comparaison aux missions *Suzaku* et *NuSTAR* utilisées par d'autres équipes dans des travaux que je citerai par la suite. Le choix des missions *XMM-Newton* et *Chandra* pour l'analyse que j'ai menée repose sur le besoin d'étudier des variations d'émission à très petite échelle, ce que permet l'excellente résolution angulaire de *Chandra*, ainsi que des structures très peu lumineuses, accessibles uniquement grâce à la surface efficace considérable de *XMM-Newton*. J'ai notamment utilisé des observations qui étaient dédiées à l'étude de régions spécifiques (comme Sgr C ; voir le chapitre 6) et d'autres issues de sondages de l'ensemble de la

zone moléculaire centrale. Les données correspondantes sont issues, d'une part, des bases de données d'archive en ligne et, d'autre part, de demandes de temps de télescope directement obtenues par notre équipe.

3.5 Réduction et analyse des données

Comme nous l'avons vu, les données astronomiques X se présentent sous la forme de listes d'évènements de type (t, E, x, y) . L'énergie de l'évènement E est en pratique déduite de la charge déposée dans le détecteur par le photon incident, appelée historiquement PHA (*pulse-height amplitude*). La conversion entre le PHA et l'énergie du photon incident n'est pas strictement linéaire et elle peut présenter des variations dans le temps ou d'un point du détecteur à l'autre. Le PHA corrigé de ces effets est appelé PI (pour *PHA invariant*). La relation entre le PI et l'énergie du photon incident est donnée par la matrice de réponse R . Dans sa forme la plus générale, la matrice de réponse s'écrit $R(X, Y, E'_i, X_c, Y_c, E, t)$ et s'exprime en centimètres carrés. Elle donne une mesure de la probabilité qu'un photon d'énergie E venant d'un point du ciel de coordonnées (X_c, Y_c) soit détecté au point (X, Y) du détecteur et dans l'intervalle de PI correspondant à l'énergie E'_i , le tout à l'instant t (Arnaud, Smith et Siemiginowska, 2011). En pratique, il est souvent possible de considérer des expressions simplifiées dépendant d'un nombre réduit de paramètres. Par exemple, pour une étude spectroscopique, la variable d'intérêt est le nombre d'évènements détectés par intervalle de PI, noté $C(E'_i)$. Ce nombre est donné par l'équation suivante :

$$C(E'_i) = T \int \frac{dN(E)}{dEd\Sigma dt} R(E'_i, E) dE \quad (3.6)$$

où $dN(E)/dEd\Sigma dt$ est le flux différentiel de la source observée et T la durée de l'observation.

Dans ce cas, la matrice de réponse est généralement décomposée en produit d'un vecteur, appelé ARF (*ancillary response file*) et exprimé en centimètres carrés, et d'une matrice sans dimension, appelée RMF (*response matrix file*) :

$$R(E'_i, E) = \text{RMF}(E'_i, E) \times \text{ARF}(E) \quad (3.7)$$

La RMF donne la probabilité qu'un photon d'énergie E soit détecté dans un intervalle de PI E'_i donné. Pour un détecteur parfait, la RMF est une matrice diagonale. En pratique, un photon d'énergie E censée correspondre à l'intervalle de PI E'_i est parfois détecté dans un autre intervalle, le plus souvent E'_{i+1} ou E'_{i-1} , mais parfois également dans un intervalle beaucoup plus éloigné (p. ex. E'_{i+500}). C'est ce dont la RMF permet de tenir compte. L'ARF traduit quant à elle la surface efficace du détecteur en fonction de l'énergie des photons (fig. 3.7). Elle permet de relier le nombre d'évènements observés au flux intrinsèque de la source.

Pour une analyse s'appuyant sur l'imagerie, la variable d'intérêt sera cette fois le nombre d'évènements $C(X, Y)$ détectés en chaque point du détecteur :

$$C(X, Y) = \int \frac{dN(E)}{dEd\Sigma dt} R(X, Y, X_c, Y_c, E, t) dX_c dY_c dE dt \quad (3.8)$$

TABLE 3.1 – Performances techniques de *XMM-Newton* et *Chandra*, comparées à celles de *Suzaku* et *NuSTAR*. La PSF désigne la fonction d'étalement du point, dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) est donnée ici pour un point proche de l'axe optique. Il est à noter que les instruments MOS de *XMM-Newton* et XIS de *Suzaku* sont constitués respectivement de deux et quatre télescopes; la surface efficace de chaque télescope pris individuellement est donc en réalité deux à quatre fois inférieure aux chiffres donnés ici.

Caractéristique	<i>XMM-Newton</i>		<i>Chandra</i>	<i>Suzaku</i>	<i>NuSTAR</i>
	MOS	PN	ACIS-I	XIS	FPM
Bande passante	0,15–12 keV	0,15–15 keV	0,4–10 keV	0,2–12 keV	3–79 keV
Champ de vue	30'	30'	16,9'	17,8'	12,5'
PSF (FWHM)	5''	6''	0,5''	90''	18''
Résolution spectrale à 1 keV	70 eV	80 eV	50 eV	60 eV	400 eV
Surface collectrice à 1 keV	922 cm ²	1227 cm ²	385 cm ²	1600 cm ²	—
Surface collectrice à 6 keV	768 cm ²	851 cm ²	235 cm ²	250 cm ²	380 cm ²

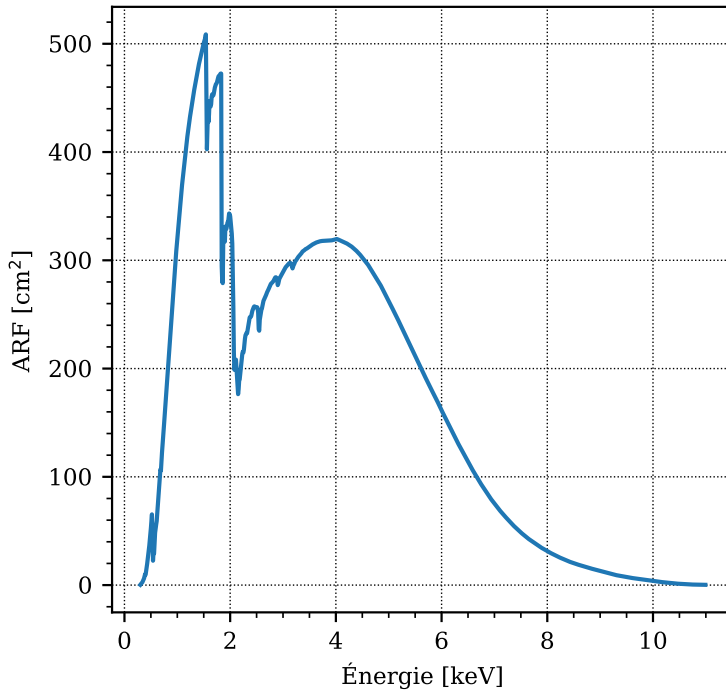


FIGURE 3.7 – Tracé de l'ARF de *Chandra* ACIS-S en fonction de l'énergie des photons.

On peut alors simplifier la matrice de réponse de la manière suivante :

$$R(X, Y, X_c, Y_c, E, t) = \text{PSF}(X, Y, X_c, Y_c, E) \times \text{EXP}(X_c, Y_c, E, t) \quad (3.9)$$

où PSF désigne la fonction d'étalement du point (fortement dépendante de la position dans le plan du détecteur et de l'énergie en astronomie X) et EXP la carte d'exposition, obtenue en convoluant le produit de la surface efficace des miroirs et du rendement quantique du détecteur par l'historique des mouvements du télescope lors du pointage (*aspect history*).

Dans la pratique, nous avons accès au nombre d'évènements détectés $C(X, Y, E'_i)$ et nous souhaitons en déduire les propriétés de la source astrophysique observée. Nous faisons donc les étapes décrites ci-dessus à l'envers, c'est-à-dire en cherchant à supprimer un à un les effets instrumentaux (fig. 3.8). Pour ce faire, les observatoires spatiaux mettent à disposition des logiciels tels que SAS (*Science Analysis System*) pour *XMM-Newton* et CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observations*; Fruscione et al., 2006) pour *Chandra*.

Ainsi, pour créer des images et des spectres à partir des données *Chandra*, j'ai utilisé la version 4.8 de CIAO. Pour chaque analyse, j'ai tout d'abord recalibré les données à partir de la base de données de calibration CALDB disponible en ligne et régulièrement mise à jour. Cette procédure, exécutée via l'outil `chandra_repro`, supprime notamment les pixels défectueux et exclut les éventuelles périodes où les données auraient pu être contaminées par les protons libérés lors d'une éruption solaire. Il s'agit d'une procédure automatisée qui fait appel à plusieurs sous-commandes. J'ai notamment vérifié qu'exécuter ces sous-commandes manuellement, en particulier `celldetect` et `deflare` pour l'exclusion des périodes de contamination, produisait les mêmes résultats que le script automatisé.

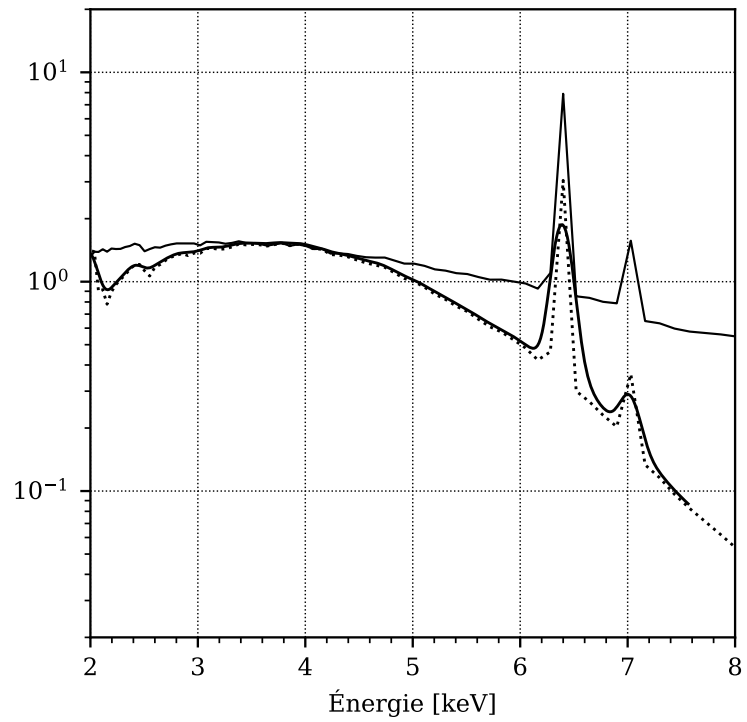


FIGURE 3.8 – Modification du spectre incident (ligne continue fine) modélisé par le code Monte-Carlo *rayflX* (voir chapitre 5) par l'ARF (ligne pointillée) puis la RMF (ligne continue épaisse) de *Chandra* ACIS-S. L'ARF modifie le flux reçu en fonction de la sensibilité de l'instrument, tandis que la RMF contribue à l'étalement des raies du fait de la redistribution en énergie. Le spectre résultant (ligne continue épaisse) correspond au spectre tel qu'il serait détecté par *Chandra*.

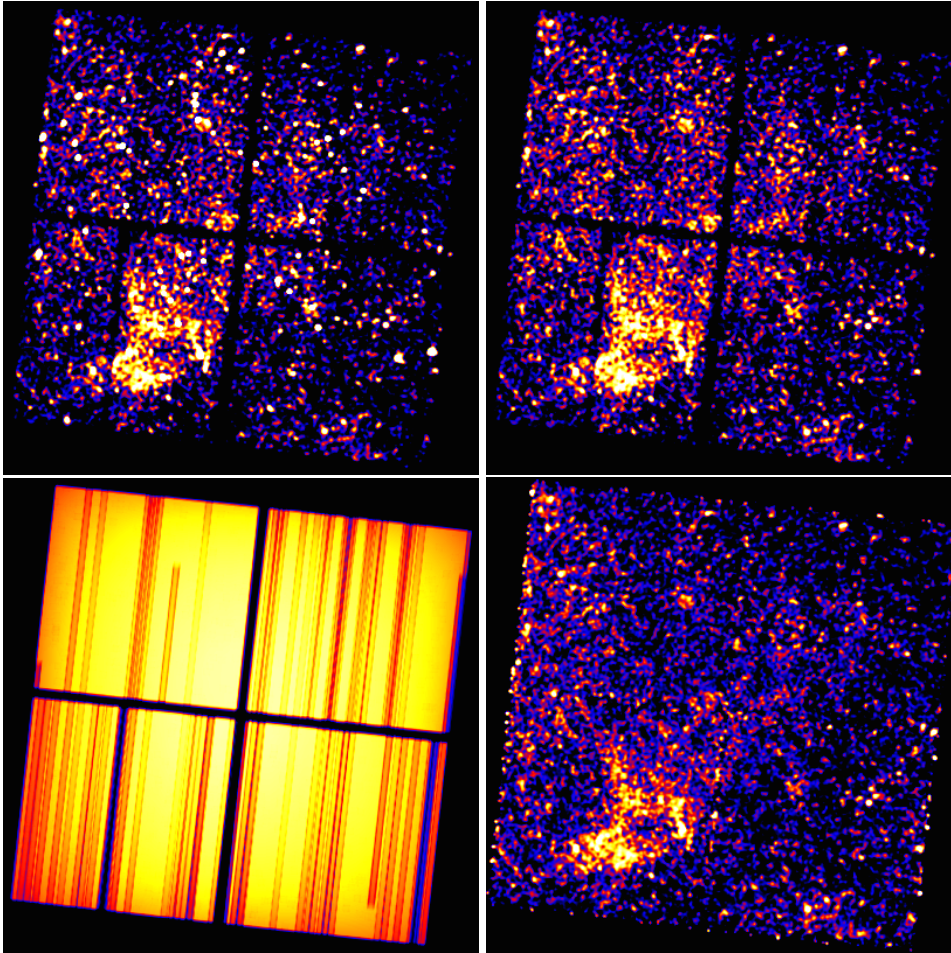


FIGURE 3.9 – Exemple de création d’une image à partir de données *Chandra*. *En haut à gauche* : données reprojétées dans le plan du ciel et corrigées du mouvement du télescope lors du pointage. *En haut à droite* : même image après soustraction des sources ponctuelles avec l’outil *wavdetect*. *En bas à gauche* : carte d’exposition. *En bas à droite* : image finale obtenue après normalisation des données par la carte d’exposition.

La création d’images à partir des données recalibrées est ensuite effectuée en utilisant l’outil automatisé *fluximage* (fig. 3.9). Ce script reprojette les données dans le plan du ciel en corrigeant notamment l’astrométrie des observations à partir de l’historique des mouvements du télescope lors du pointage ; il génère une carte d’exposition dans la bande d’énergie souhaitée, applique un éventuel seuil d’exposition minimum et divise l’image obtenue par la carte d’exposition correspondante afin de normaliser l’exposition dans toutes les parties de l’image. Dans le cas où une mosaïque doit être créée à partir de plusieurs observations, l’outil *merge_obs* est utilisé afin de combiner les différents fichiers de données. Il reprojette automatiquement les fichiers d’évènements, les fusionne et exécute l’outil *fluximage* pour chacun d’eux afin de créer une mosaïque corrigée de l’exposition. La création de spectres est quant à elle effectuée en utilisant l’outil *specextract* associé à un fichier contenant les coordonnées de la région d’extraction du spectre, préalablement créé en visualisant les données à l’aide du logiciel *ds9*. L’outil *specextract* génère le spectre désiré ainsi que les fichiers de réponse instrumentale ARF et RMF nécessaires à son analyse.

Pour les données issues de l'observatoire *XMM-Newton*, les étapes des procédures de réduction des données sont similaires, bien que les outils utilisés soient différents. J'ai notamment utilisé la version 12.0.1 de SAS ainsi que le module ESAS (*Extended Source Analysis Software*; Snowden et al., 2008), spécifique à l'analyse d'objets étendus. La calibration des fichiers d'événements se fait avec les outils *emchain* et *epchain*, et l'exclusion des éventuelles périodes de contamination solaire est réalisée par les commandes *mos-filter* ou *pn-filter*, selon la caméra utilisée. Les images sont produites en coordonnées détecteur avec les routines *mos_back* ou *pn_back* puis reprojctées en coordonnées célestes avec le script Perl *rot-im-det-sky*. Les mosaïques sont créées avec la commande *comb*. Enfin, les spectres sont extraits avec les scripts *mos-spectra* ou *pn-spectra*.

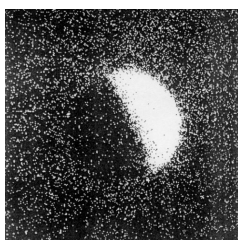


FIGURE 3.10 – Vue de la Lune dans la bande 0,1–2 keV prise par *RO-SAT* (Schmitt et al., 1991). La face sombre de la Lune met en évidence, par contraste, le bruit de fond en arrière plan.

À ce stade, il convient de préciser qu'une attention particulière doit être accordée aux diverses contaminations qui affectent les observations en astronomie X (fig. 3.10). Ces contaminations peuvent être d'origine astrophysique ou instrumentale. Elles doivent être prises en compte lors de la réduction et l'analyse des données. On en dénombre principalement deux types : les fonds instrumentaux, non modulés par la réponse de l'instrument, et les fonds astrophysiques, modulés par la réponse.

Les fonds instrumentaux

En raison de la forte excentricité de leur orbite, *Chandra* et *XMM-Newton* se retrouvent régulièrement hors des ceintures de radiation qui entourent la Terre et constituent un bouclier naturel contre les particules cosmiques. Ils sont donc exposés à un flux important de rayons cosmiques, dont l'interaction avec les détecteurs ou avec les éléments du satellite situés à proximité génère un bruit de fond. Ce fond a une composante quiescente (QPB pour *Quiescent Particle Background*) relativement stable, et une composante fortement variable due à l'activité solaire. Cette dernière se manifeste sous forme d'éruptions pouvant durer de quelques minutes à quelques heures. La contamination est alors due aux rayons X produits par l'interaction des ions du vent solaire avec le milieu interstellaire ainsi qu'aux protons de basse énergie (~ 150 keV) focalisés par les miroirs, qui constituent une composante additionnelle en loi de puissance d'indice spectral proche de zéro. Ce bruit de fond rend inexploitable les observations où il est présent. Les périodes d'activité correspondantes sont repérées en examinant les courbes de lumière des observations et exclues de l'analyse.

Le fond quiescent, quant à lui, correspond au fond mesuré lorsque l'instrument n'est pas exposé aux rayons X astrophysiques, ce qui est réalisé en pratique en obstruant le tube du télescope à l'aide d'une roue à filtres (*XMM-Newton*) ou en pointant l'hémisphère de la Terre plongé dans la nuit (*Suzaku*). Son niveau est anti-corrélé avec le cycle solaire. Il se manifeste sous la forme d'une composante continue principalement visible à haute énergie et de raies de fluorescence produites par les matériaux du satellite, appelées raies instrumentales.

Les fonds astrophysiques

Aux fonds instrumentaux s'ajoutent des fonds astrophysiques qui, eux, sont modulés par la réponse instrumentale. Le fond extragalactique (CXB pour *Cosmic X-Ray Background*) est ainsi dû à la présence de sources non résolues dans le champ de vue de l'instrument (quasi-exclusivement des noyaux actifs de galaxie). Il s'agit d'une composante relativement constante dans le temps, au spectre plutôt dur, caractérisé par une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma \simeq 1,4$ (Chen, Fabian et Gendreau, 1997). Le fond extragalactique est relativement isotrope mais dépend toutefois de la direction du pointage, puisque les structures d'avant-plan peuvent plus ou moins l'absorber. Il est donc davantage perceptible dans les observations à haute latitude galactique ($b \gg 1$).

D'autres sources de contamination astrophysique peuvent exister selon le contexte de l'observation. C'est notamment le cas pour les sources que j'ai observées, toutes situées dans le plan galactique, qui sont affectées par deux fonds astrophysiques supplémentaires, à savoir les « plasmas » du centre galactique, dits « chaud » et « tièdes » et décrits dans la section 2.3. En contrepartie, le fond extragalactique est peu présent dans ces données car il est très absorbé par la matière interstellaire galactique ($N_H \sim 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$).

Analyse spectrale

Pour ce qui concerne l'analyse spectrale, j'ai soustrait des données le spectre du fond instrumental (et extragalactique, plus marginalement) obtenu selon la même méthode d'extraction exécutée avec les logiciels standards, à partir d'observations *Chandra* en champ vide issues de la base de données de calibration (CALDB version 4.7.2) et de fichiers d'évènements *XMM-Newton* obtenus avec la roue à filtres fermée et disponibles dans la base de données de calibration d'ESAS. La prise en compte des fonds astrophysiques est généralement faite à partir d'une région directement issue des données étudiées et située à l'écart de l'objet d'intérêt. Une telle région, appelée « région *off* », présente un faible taux de comptage, qui est considéré comme une mesure des diverses contaminations présentes dans les données. Dans le cas du centre galactique, les fonds astrophysiques étant relativement bien caractérisés, il est également possible de les estimer au moment de l'analyse spectrale. Celle-ci consiste à choisir un modèle de spectre physiquement pertinent, à le convoluer par la réponse instrumentale puis à le comparer aux données à l'aide d'un test statistique. Lorsque c'était nécessaire, j'ai donc ajouté aux modèles utilisés deux composantes chargées de prendre en compte les contaminations dues aux plasmas galactiques « chaud » et « tiède ». Pour cela, j'ai utilisé un modèle décrivant l'émission du gaz diffus ionisé par les collisions, appelé APEC (Smith et al., 2001). Ce modèle a pour paramètres la température du plasma, le flux produit (déduit en pratique de la normalisation du modèle) et la métallicité du milieu que j'ai, sauf mention contraire, laissée égale aux valeurs solaires. Il est à noter que, par commodité, l'ensemble des spectres obtenus, qu'ils soient issus de données *Chandra* ou *XMM-Newton*, ont été analysés avec le logiciel *Sherpa*, la librairie de modélisation et d'ajustement de données de CIAO (Freeman, Doe et Siemiginowska, 2001).

Lors de l'analyse spectrale, l'espace des paramètres du modèle est exploré jusqu'à trouver le meilleur accord possible avec les données. La qualité de l'ajustement entre le modèle et les données est estimée en utilisant une loi du χ^2 dont les variances sont calculées suivant la méthode proposée par Gehrels (1986) afin de tenir compte des faibles statistiques (la distribution de Poisson ne pouvant être supposée gaussienne si le nombre d'événements dans chaque intervalle est trop faible). L'algorithme d'optimisation que j'ai principalement utilisé pour minimiser le χ^2 est l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Cet algorithme est rapide mais très dépendant des valeurs initiales données aux paramètres. Aussi, il a parfois été nécessaire de l'aider manuellement à explorer l'intégralité de l'espace des paramètres et à trouver le minimum global du χ^2 . Aussi, j'ai parfois utilisé d'autres algorithmes, tels que la méthode de Nelder-Mead ou l'algorithme à évolution différentielle de Storn et Price (1997). Dans la suite, les erreurs sur les ajustements et les estimations de paramètres, obtenues avec la fonction `conf()` du logiciel *Sherpa*, seront données à 1σ , soit un niveau de confiance de 68 %.

Analyse en imagerie

Comme pour l'analyse spectrale, le fond instrumental affectant les images est estimé à partir des observations en champ vide. Pour les images produites avec *XMM-Newton* présentées au chapitre 7 et issues de l'article Terrier et al. (2018), les observations prises avec la roue à filtre fermée ont ainsi été soustraites des données. Pour les cartes *Chandra* présentées au chapitre 6, j'ai en revanche fait le choix de ne pas soustraire les observations en champ vide des données afin de simplifier l'analyse. Le fond instrumental n'est donc pas soustrait des cartes présentées. Toutefois, sa contribution est faible en raison de l'intensité du signal des objets d'intérêt et l'erreur induite n'est pas problématique dans la mesure où ces cartes sont utilisées uniquement pour visualiser la morphologie de l'émission, et non pour en déduire ses propriétés quantitatives.

Physique des échos de lumière

Les échos de lumière observés en rayons X sont une des clefs pour reconstruire l'activité passée de Sgr A*. Ils résultent de l'interaction du rayonnement X émis par le trou noir avec la matière environnante de la zone moléculaire centrale. Plusieurs processus physiques interviennent dans ce phénomène : absorption photoélectrique, fluorescence et diffusions. Ils génèrent à la fois des raies spectrales et une composante d'émission continue. Leur compréhension est essentielle dans l'interprétation des données observationnelles.

4.1 Origine des raies de fluorescence

La notion d'« absorption photoélectrique » désigne en fait la conséquence de l'effet photoélectrique sur le rayonnement X. L'effet photoélectrique se manifeste lors de la rencontre d'un photon et d'un électron atomique : le photon est absorbé tandis que l'électron est éjecté de son atome. Cela ne peut se produire que si le photon incident possède une énergie $E = h\nu$ supérieure à l'énergie de liaison E_l de l'électron considéré. Cet électron, appelé photoélectron, est alors éjecté avec une énergie cinétique $E_c = h\nu - E_l$. Dans le domaine qui nous intéresse ici — les rayons X —, cette condition est facilement vérifiée, si bien que l'effet photoélectrique est l'interaction physique dominante entre le rayonnement et la matière dans cette portion du spectre électromagnétique. La structuration en couches des électrons atomiques implique des discontinuités de la probabilité d'absorption des photons. Celle-ci est maximale lorsque l'énergie du photon incident est égale à celle des électrons de la couche considérée, puisqu'elle est nulle si $E < E_l$ et qu'elle diminue approximativement avec le cube de l'énergie ($\sigma_{ph} \sim Z^3 E^{-3}$, avec Z le numéro atomique de l'atome et E l'énergie du photon incident ; voir p. ex. Seward et Charles, 2010) lorsque $E \geq E_l$. Observationnellement, cela se traduit par la présence de discontinuités abruptes dans le spectre des photons X, situées à l'énergie de chaque couche électronique et appelées seuils d'absorption.

Pour le dire autrement, l'énergie minimale nécessaire pour créer une vacance dans une couche correspond à l'énergie de liaison d'un électron de cette couche.

Dans la bande d'énergie qui nous intéresse (2–10 keV), les photons interagissent uniquement avec les électrons de la couche la plus interne des atomes, la couche K ($n = 1$). On parlera ainsi du « seuil K » pour désigner la discontinuité d'absorption du rayonnement associée à cette couche. L'énergie de liaison d'une même couche variant d'un élément chimique à l'autre, un seuil K est associé à chaque élément. La dépendance en Z^3 de la section efficace d'absorption implique que les éléments les plus lourds du milieu interstellaire auront une contribution plus importante au phénomène malgré leur plus faible abondance. Il est possible de tenir compte de cet effet en

calculant une section efficace effective égale à la somme des sections efficaces de tous les éléments, pondérée par leur abondance (Cruddace et al., 1974) :

$$\sigma_{\text{eff}}(E) = \frac{1}{n_H} \sum_i n_i \sigma_i(E) = \sum_i \delta_i \sigma_i(E) \quad (4.1)$$

où n_H est la densité d'hydrogène et n_i la densité d'atomes de l'élément i , exprimées en nombre d'atomes par unité de volume, et $\delta_i = n_i/n_H$.

L'absorption photoélectrique totale subie par un rayonnement astrophysique se propageant le long d'une ligne de longueur L dans un milieu de densité n_H peut ainsi être exprimée au moyen d'une quantité sans dimension appelée épaisseur optique du milieu :

$$\tau(E) = \int_L \sigma_{\text{eff}}(E) n_H dl = \sigma_{\text{eff}}(E) N_H \quad (4.2)$$

où N_H est la densité de colonne d'hydrogène le long de la ligne considérée. Le flux du rayonnement ayant traversé ce milieu est alors diminué suivant la loi :

$$F(E) = F_0(E) e^{-\tau(E)} = F_0(E) e^{-\sigma_{\text{eff}}(E) N_H} \quad (4.3)$$

où F_0 est le flux avant absorption.

En éjectant un photoélectron de la couche K, l'absorption photoélectrique laisse l'atome dans une configuration électronique instable. Afin de recouvrer la stabilité, un électron d'une couche supérieure va venir combler la lacune électronique en un temps très court ($\sim 10^{-6}$ s). Il s'agit le plus souvent d'un électron de la couche la plus proche, à savoir la couche L. Ce transfert d'électron de la couche L vers la couche K est appelé transition $K\alpha$. Dans le cas d'un transfert de la couche suivante, la couche M, vers la couche K, on parle de transition $K\beta$. Dans tous les cas, une nouvelle vacance électronique est créée dans la couche supérieure. Elle peut de la même façon être comblée par un électron d'une couche encore plus externe, et ainsi de suite. Par conséquent, une excitation de la couche K déclenche des transitions en cascade dans les couches supérieures.

La transition $K\alpha$ est l'analogie de la transition la plus simple qui soit pour les atomes hydrogénoïdes, la transition Lyman- α .

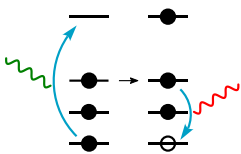


FIGURE 4.1 – Un photon incident (vert) entraîne l'éjection d'un électron de la couche la plus interne. La lacune ainsi créée est comblée par un électron d'une couche supérieure. Son excédent d'énergie est évacué via un photon de fluorescence (rouge).

Un électron passant d'une couche externe (la couche L par exemple) à la couche K possède une énergie initiale E_i supérieure à son énergie finale $E_K < E_i$. Lors d'une telle transition, un excédent d'énergie doit donc être évacué. Pour ce faire, deux processus peuvent intervenir, l'un non radiatif, l'effet Auger, et l'autre radiatif, la fluorescence. Dans le premier cas, l'excédent d'énergie est dissipé via l'éjection d'un électron des couches externes, en plus du photoélectron initial. Ce second électron est appelé « électron Auger ». Dans le second cas, l'excès d'énergie est évacué via l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = E_i - E_K$.

L'accumulation de photons issus de ce dernier processus génère un excès dans le spectre à l'énergie de la transition électronique $h\nu = E_i - E_K$, formant ce que l'on appelle une raie de fluorescence. Notons que les raies spectrales de ce type sont en réalité des multiplets en raison du couplage spin-orbite. La raie $K\alpha$, qui correspond à la transition d'un électron de la sous-couche 2p vers la sous-couche 1s, a ainsi deux composantes issues des

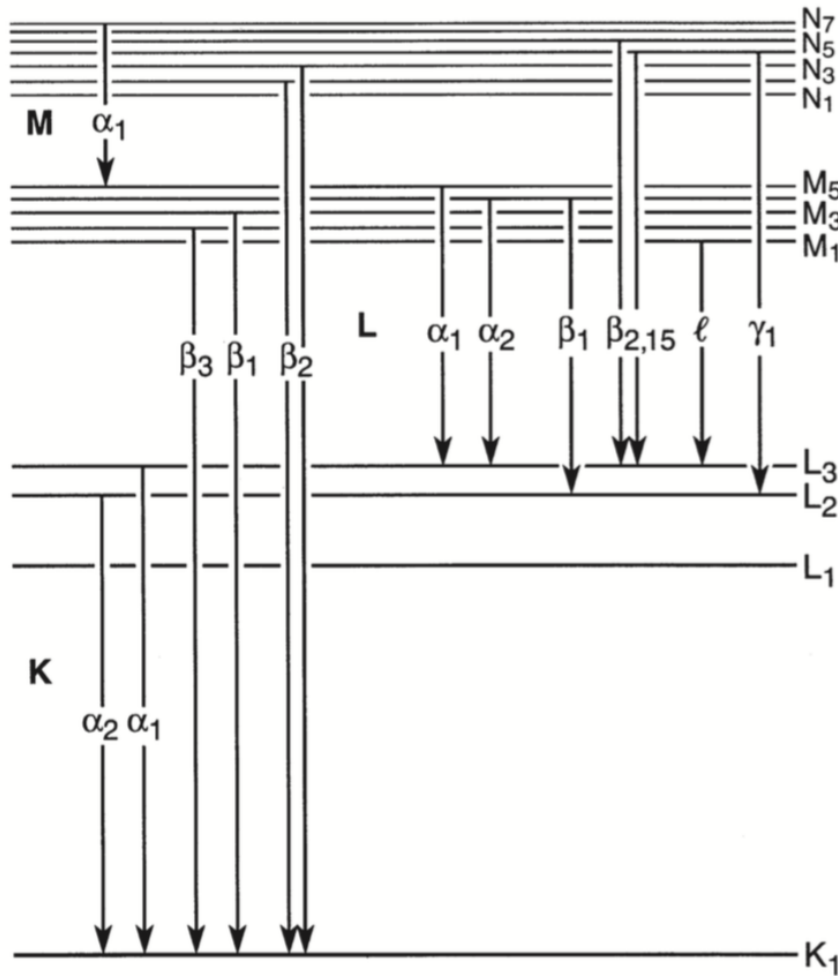


FIGURE 4.2 – Transitions électroniques à l'origine des raies de fluorescence X. Figure tirée du *X-Ray Data Booklet* (Thompson et al., 2009).

transitions $2p_{1/2} \rightarrow 1s$ (notée KL_2 en notation IUPAC, ou $K\alpha_2$ en notation de Siegbahn) et $2p_{3/2} \rightarrow 1s$ (notée KL_3 ou $K\alpha_1$). Pour le fer par exemple, l'écart entre ces deux raies est de seulement 13 eV, ce qui implique que le doublet ne peut pas être résolu observationnellement avec les instruments actuels (elles devraient l'être dans les années à venir, le satellite japonais *Hitomi* ayant par exemple atteint une résolution spectrale d'environ 5 eV pendant les quelques semaines où il était opérationnel ; voir *Hitomi Collaboration, 2018*). De la même façon, la raie $K\beta$ est en réalité un multiplet qui correspond aux transitions $3p \rightarrow 1s$.

L'émission Auger et la fluorescence X sont deux processus en compétition. On peut comparer leur probabilité respective en définissant le taux de fluorescence $\omega_j(Z)$ de la sous-couche j d'un atome de numéro atomique Z (Hubbell et al., 1994) :

$$\omega_j(Z) = \frac{f_j(Z)}{v_j(Z)} \quad (4.4)$$

où $f_j(Z)$ est le nombre moyen de photons de fluorescence émis lorsque $v_j(Z)$ vacances électroniques sont créées dans la sous-couche j .

La transition d'un électron de la sous-couche 2s vers la sous-couche 1s (KL_1) est interdite par les règles de sélection, qui imposent une variation du nombre quantique secondaire $\Delta\ell = \pm 1$.

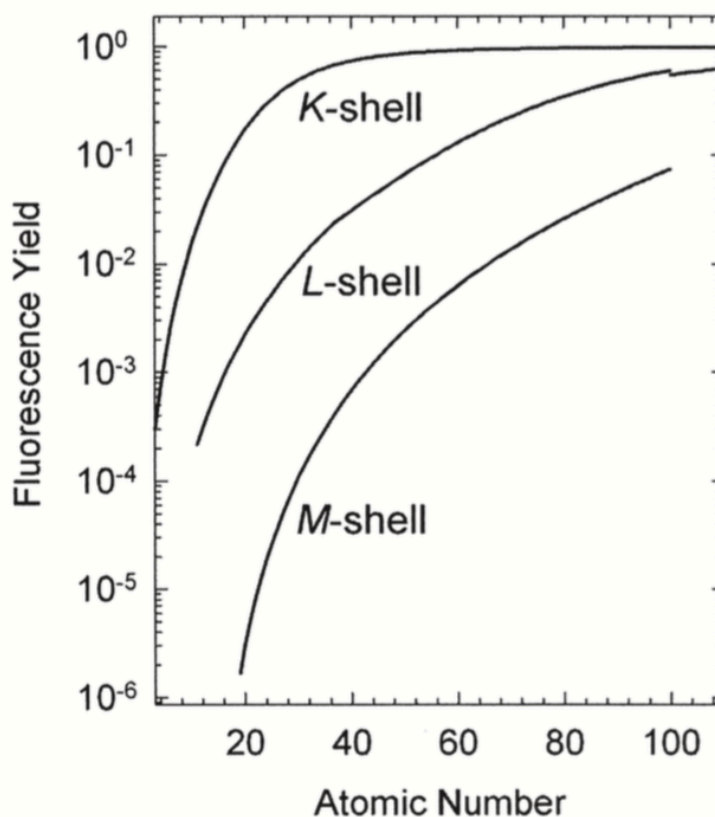


FIGURE 4.3 – Taux de fluorescence pour les couches K, L et M des atomes de numéro atomique compris entre 3 et 110. Dans le cas des couches L et M, les taux moyens effectifs sont donnés. Figure tirée du *X-Ray Data Booklet* (Thompson et al., 2009).

Le taux de fluorescence $\omega_j(Z)$ dépend très fortement du numéro atomique Z de l'élément considéré. Dans le cas de la couche K par exemple, $\omega_K \sim Z^{3,5}$ pour les atomes neutres jusqu'à $Z \leq 26$ (Krause, 1979). L'effet Auger est donc prédominant dans les atomes légers tandis que la fluorescence se produit préférentiellement dans les éléments les plus lourds.

Observationnellement, la raie de fluorescence la plus intense est la raie $K\alpha$ du fer neutre ou faiblement ionisé à 6,4 keV¹. Cela résulte du numéro atomique élevé du fer ($Z = 26$), qui lui confère à la fois un taux de fluorescence important ($\sim 35\%$), une probabilité élevée d'absorber des photons X par effet photoélectrique (on rappelle que $\sigma_{ph} \sim Z^3$), conjugué à sa forte abondance dans le milieu interstellaire (l'intensité dans la raie est en première approximation proportionnelle à la densité en nombre de l'élément, voir la table 4.1) et une énergie de seuil E_K élevée, qui préserve en partie les raies de l'absorption photoélectrique.

4.2 Origine de la composante continue

En plus de la composante discrète formée par les raies de fluorescence, l'interaction des photons X avec la matière se caractérise également par une composante continue produite par des phénomènes de diffusion. Plus préci-

¹ L'énergie de la raie $Fe K\alpha$ ne varie pas tant que la sous-couche 2p est complète, c'est-à-dire du fer neutre ($Fe I$) jusqu'au $Fe XVII$. Elle croît ensuite de 6,44 keV pour le $Fe XVIII$ à 6,69 keV pour le fer héliumoiide $Fe XXV$ et 6,97 keV pour le fer hydrogénoïde $Fe XXVI$ (Pradhan et Nahar, 2011). Ces deux dernières raies sont notamment observées dans les spectres d'AGN et dans celui de la dorsale galactique.

TABLE 4.1 – Estimation grossière de l'intensité cumulée des raies de fluorescence $K\alpha$ et $K\beta$ pour chaque élément à partir du produit de son abondance $\delta_i = n_i/n_H$, de sa section efficace d'absorption photoélectrique σ_{ph} à l'énergie E_K de son seuil K et de son taux de fluorescence ω_K , par ordre décroissant d'intensité. Les abondances sont issues de Lodders (2003) et données pour une métallicité solaire. Les sections efficaces et les taux de fluorescence ont été calculés avec xraylib (Schoonjans et al., 2011). Les éléments pour lesquels le seuil K se situe à une énergie inférieure à 1 keV apparaissent grisés, l'absorption photoélectrique empêchant la détection de leurs raies de fluorescence.

Élément	Z	δ_i [$\times 10^{-5}$]	$\sigma_{ph}(E_K)$ [$\times 10^{-20}$ cm ²]	ω_K	$\delta_i \times \sigma_{ph}(E_K) \times \omega_K$ [$\times 10^{-25}$ cm ²]	E_K [keV]
Fe	26	3,16	3,76	0,355	4,22	7,112
Mg	12	3,98	21,9	0,029	2,54	1,305
S	16	1,31	11,0	0,080	1,17	2,472
O	8	48,9	3,33	0,007	1,13	0,532
C	6	26,9	4,97	0,003	0,34	0,284
Ne	10	8,51	2,37	0,015	0,31	0,870
Ar	18	0,25	8,44	0,120	0,25	3,206
Si	14	3,23	1,43	0,050	0,23	1,839
Al	13	0,28	17,7	0,039	0,19	1,560
N	7	6,76	3,82	0,004	0,11	0,402
Na	11	0,17	24,5	0,021	0,09	1,072
Cr	24	0,04	4,43	0,289	0,05	5,989
Mn	25	0,03	4,11	0,321	0,04	6,539
Cl	17	0,03	9,62	0,099	0,03	2,822
Ni	28	0,17	0,41	0,421	0,03	8,333
Ca	20	0,22	0,78	0,169	0,03	4,038

sément, deux processus physiques sont à l'œuvre : la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh.

La diffusion Compton se produit lorsqu'un photon rencontre une particule chargée — un électron, dans le cas qui nous intéresse. Il s'agit d'une diffusion inélastique, c'est-à-dire que l'énergie du photon incident n'est pas conservée au cours du phénomène. Une partie de celle-ci est en effet transférée à l'électron. L'énergie finale E_f du photon peut être exprimée analytiquement en fonction de son énergie initiale E_i . Elle vaut :

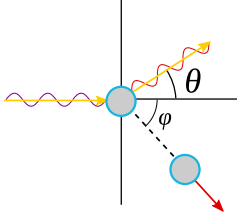


FIGURE 4.4 – Schéma d'une diffusion Compton.

$$E_f = \frac{E_i}{1 + x(1 - \cos \theta)} \quad (4.5)$$

avec θ l'angle de diffusion et $x = E_i/m_e c^2$, où $m_e c^2$ est l'énergie de masse de l'électron.

La diffusion Compton n'est pas isotrope. Si la probabilité pour un photon d'être diffusé dans un certain angle solide $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ est constante en fonction de l'angle azimutal ϕ , elle dépend en revanche fortement de l'angle polaire θ . Cette probabilité est donnée par la formule de Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \epsilon^2 \left(\epsilon + \frac{1}{\epsilon} - \sin^2 \theta \right) \quad (4.6)$$

où $d\sigma_{KN}/d\Omega$ est la section efficace différentielle, $\epsilon = E_f/E_i$ le rapport des énergies du photon après et avant diffusion et $r_0 = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ le « rayon classique » de l'électron.

La section efficace totale, qui mesure la probabilité d'interaction d'un photon avec un électron par diffusion Compton, est obtenue en intégrant la section efficace différentielle sur la sphère :

$$\sigma_{KN} = \int_{4\pi} \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (4.7)$$

Elle vaut :

$$\sigma_{KN} = 2\pi r_0^2 \left[\frac{1+x}{x^3} \left(\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{\ln(1+2x)}{2x} - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right]$$

Dans le cas particulier où l'énergie du photon incident est négligeable devant l'énergie de masse de l'électron ($x \ll 1$), on a $E_f \sim E_i$ d'après l'équation 4.5. Il est alors possible de négliger le transfert d'énergie entre le photon et l'électron et de considérer que la diffusion est élastique. Ce régime particulier de la diffusion Compton est appelé diffusion Thomson. Dans le domaine d'énergie considéré dans cette thèse ($E \lesssim 10$ keV), cette approximation est raisonnable puisque $m_e c^2 = 511$ keV.

Les sections efficaces différentielle et totale de la diffusion Thomson s'obtiennent aisément à partir de l'équation 4.6, en prenant $\epsilon = 1$:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (2 - \sin^2 \theta) = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (4.8)$$

$$\sigma_T = \int_{4\pi} \frac{d\sigma_T}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad (4.9)$$

soit, numériquement, $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$.

Dans le cas de la diffusion Compton (et donc également de la diffusion Thomson), l'électron est considéré comme libre et au repos. Lorsque l'électron appartient à un atome ou à une molécule, les équations ci-dessus doivent être modifiées afin de tenir compte des effets liés à la quantification des niveaux d'énergie et au mouvement de l'électron (Molaro, Khatri et Sunyaev, 2014). Plusieurs cas peuvent se présenter :

- si l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, celui-ci est éjecté de l'atome. On parle alors encore de diffusion Compton bien que la section efficace de ce processus ne soit pas nécessairement égale à celle de Klein-Nishina, comme on le verra *infra* ;
- si l'énergie communiquée à l'électron est inférieure à son énergie de liaison, celui-ci n'est pas éjecté de l'atome. On parlera alors de diffusion Rayleigh (élastique) ou de diffusion Raman (inélastique) selon que l'atome est laissé ou non dans son état fondamental par la diffusion.

Dans la limite non relativiste ($x \ll 1$), la somme des sections efficaces de ces trois processus est égale à la section efficace de la diffusion Thomson (Sunyaev et Churazov, 1996) :

$$\sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Rayleigh}} + \sigma_{\text{Raman}} = \sigma_T \quad (4.10)$$

En accédant aux bases de données d'interaction rayons X-matière via la bibliothèque `xraylib` (qui sera décrite dans le chapitre 5), nous avons noté que la somme des sections efficaces est égale à la section efficace de Klein-Nishina que la condition $x \ll 1$ soit vérifiée ou non (fig. 4.5) :

$$\sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Rayleigh}} + \sigma_{\text{Raman}} = \sigma_{KN} \quad (4.11)$$

Cette expression est plus générale que celle donnée par Sunyaev et Churazov (1996), bien que toutes deux soient totalement équivalentes dans la limite non relativiste, puisqu'alors $\sigma_{KN} \sim \sigma_T$.

Dans la mesure où l'énergie du photon incident conditionne directement les processus qui peuvent survenir, les diffusions de type Rayleigh et Raman auront principalement lieu à basse énergie, tandis que les diffusions de type Compton se produiront à haute énergie. Dans la suite, nous négligerons la diffusion Raman car sa probabilité est très faible devant celle de la diffusion Rayleigh (Harris et Bertolucci, 1978 ; Barbillat et al., 1999). On pourra par conséquent faire les approximations suivantes (fig. 4.6) :

- à basse énergie : $\sigma_{\text{Rayleigh}} \sim \sigma_T$, car $\sigma_{\text{Compton}} \rightarrow 0$ et $\sigma_{KN} \sim \sigma_T$;
- à haute énergie : $\sigma_{\text{Compton}} \sim \sigma_{KN}$, car $\sigma_{\text{Rayleigh}} \rightarrow 0$.

On comprend ainsi pourquoi la diffusion sur un électron lié s'appelle encore diffusion Compton dans le cas où l'électron est éjecté, puisque la section efficace de diffusion devient égale à celle de Klein-Nishina à très haute énergie. Dans ce régime, il est donc possible de faire l'approximation de l'électron libre en négligeant les effets de liaison.

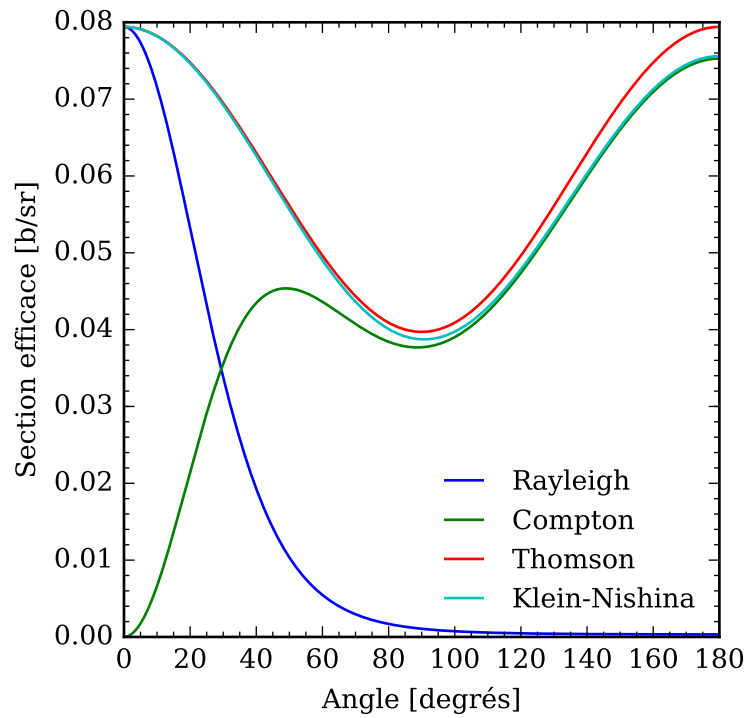


FIGURE 4.5 – Variation des sections efficaces différentielles (en barn par stéradian) en fonction de l'angle de diffusion, pour l'hydrogène atomique. Figure obtenue avec les données de la bibliothèque `xraylib` pour $E = 6,4$ keV.

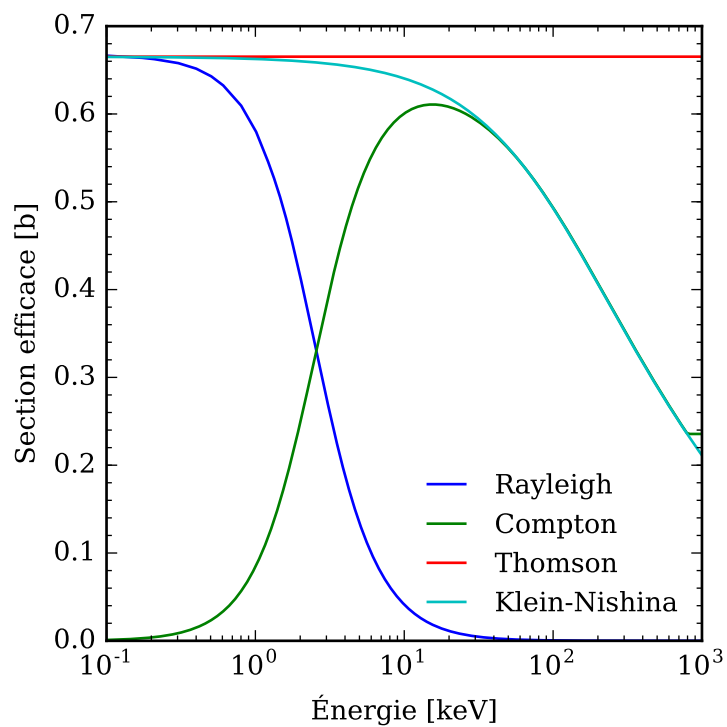


FIGURE 4.6 – Variation des sections efficaces totales (en barn) en fonction de l'énergie du photon incident. Figure obtenue avec les données de la bibliothèque `xraylib` pour l'hydrogène atomique.

À la différence de la diffusion Compton, qui repose sur une description corpusculaire, la diffusion Rayleigh doit être décrite à l'aide d'un formalisme ondulatoire (classique ou quantique) afin de tenir compte de la nature composite des particules diffusantes. Dans l'approche classique, elle se dérive de la théorie de Mie, qui décrit en toute généralité la diffusion d'une onde électromagnétique par une sphère diélectrique homogène à partir des équations de Maxwell. La diffusion Rayleigh correspond plus particulièrement au cas limite où la particule diffusante est très petite devant la longueur d'onde du rayonnement incident. Elle peut également être décrite dans un cadre quantique, plus complet. Ce traitement permet de relier les sections efficaces différentielles de diffusion pour un électron lié à celles établies dans le cas de l'électron libre. Ainsi, pour un atome quelconque de numéro atomique Z , on a (Hubbell et al., 1975) :

$$\frac{d\sigma_{\text{Rayleigh}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \times F^2(q, Z) \quad (4.12)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{Compton}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} \times S(q, Z) \quad (4.13)$$

où q est la variation d'impulsion du photon, F le facteur de diffusion atomique et S la fonction de diffusion incohérente.

Le facteur de diffusion atomique a une expression simple dans le cas particulier où $Z = 1$ (Hubbell et al., 1975), ce qui permet de réécrire la section efficace différentielle de la diffusion Rayleigh pour l'hydrogène atomique sous la forme (Eisenberger et Platzman, 1970) :

$$\frac{d\sigma_{\text{Rayleigh}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \left[1 + \left(\frac{1}{2} qa \right)^2 \right]^{-4} \quad (4.14)$$

où $a = a_0/\hbar$, avec a_0 le rayon de Bohr, soit :

$$qa = \frac{a_0 E}{\hbar c} \sqrt{2(1 - \cos \theta)} \quad (4.15)$$

Lorsque $qa \gg 1$, la section efficace devient approximativement proportionnelle à $(qa)^{-8}$ et décroît donc très fortement avec qa . La diffusion Rayleigh jouera par conséquent un rôle prépondérant pour $qa \lesssim 1$, c'est-à-dire pour les valeurs de l'angle θ proches de zéro. C'est effectivement ce qui est visible sur la figure 4.5.

Dès lors que $Z > 1$, il n'existe plus d'expression analytique pour les facteurs de diffusion atomique. Il est toutefois possible de relier deux facteurs de diffusion atomique entre eux, à l'aide de l'équation suivante (Hubbell et al., 1975) :

$$F(q, Z_2) = \frac{Z_2}{Z_1} F(q', Z_1) \quad (4.16)$$

avec $q' = q(Z_2/Z_1)^{1/3}$.

Par conséquent, la section efficace de la diffusion Rayleigh est approximativement proportionnelle à Z^2 d'après l'équation 4.12. Cela a pour conséquence d'amplifier la contribution des éléments lourds du milieu interstellaire à ce processus de diffusion. Sunyaev et Churazov (1996) estiment que,

TABLE 4.2 – Contribution maximale ($\theta = 0^\circ$) des éléments du milieu interstellaire à la diffusion Rayleigh, estimée à partir de leur numéro atomique Z et de leur abondance δ_i , en supposant que l’hydrogène est uniquement sous forme atomique. Cette table est reproduite de l’article de Molaro, Khatri et Sunyaev (2014), qui utilisent les abondances données par Asplund et al. (2009).

Élément	$Z^2 \times \delta_i$
H	1
He	0,340
O	0,031
Fe	0,021
C	0,010
Ne	0,008
Si	0,006
Mg	0,006
Total	1,42
Autres éléments	$\lesssim 0,01$

pour une métallicité solaire, la diffusion Rayleigh est ainsi augmentée d’un facteur $\sim 1,5$ par atome d’hydrogène, la contribution la plus importante venant de l’hélium. Molaro, Khatri et Sunyaev (2014) donnent le détail de la contribution de chaque élément à la diffusion Rayleigh dans le cas particulier où $\theta = 0^\circ$ (table 4.2).

Lorsque l’hydrogène est sous forme moléculaire (H_2) et non atomique, Sunyaev, Uskov et Churazov (1999) ont montré qu’une approximation raisonnable consiste à multiplier les sections efficaces pour l’hydrogène atomique par un facteur N^2 dans le cas de la diffusion Rayleigh et par un facteur N pour la diffusion Compton, où N est le nombre total d’électrons de la molécule (on a donc ici $N = 2$ pour l’hydrogène moléculaire). Par conséquent, les sections efficaces *par électron* sont quant à elles respectivement multipliées par $N^2/N = N$ et $N/N = 1$.

En toute rigueur, l’effet d’autres molécules telles que CO et H_2O devrait également être pris en compte. Cependant, l’incertitude sur leur abondance dans la zone moléculaire centrale ainsi que celle liée à leur déplétion² dans le milieu interstellaire conduisent généralement à les ignorer dans l’attente d’une approche plus complète (Molaro, Khatri et Sunyaev, 2014).

² L’abondance des métaux ($Z > 2$) dans la phase gazeuse du milieu interstellaire est systématiquement plus faible que l’abondance mesurée dans leur milieu d’origine (les atmosphères stellaires). Cela traduit une perte des éléments métalliques par piégeage dans les grains du milieu interstellaire, appelée déplétion.

4.3 Spectre des échos de lumière

Comme nous venons de le voir, l’interaction des photons X avec la matière produit un rayonnement dont le spectre se compose de plusieurs raies de fluorescence, la plus intense étant la raie $K\alpha$ du fer neutre ou faiblement ionisé à 6,4 keV, ainsi que d’une composante continue générée par les processus de diffusion Rayleigh et Compton. Ces caractéristiques spectrales sont donc celles des échos de lumière. Le spectre réfléchi dépend évidemment directement du spectre incident, c’est-à-dire de la source ayant généré les photons X à l’origine du phénomène de réflexion. Cela est particulièrement vrai à haute énergie où les deux spectres sont très similaires du fait de la faible absorption. Il est de plus fortement modifié par l’absorption

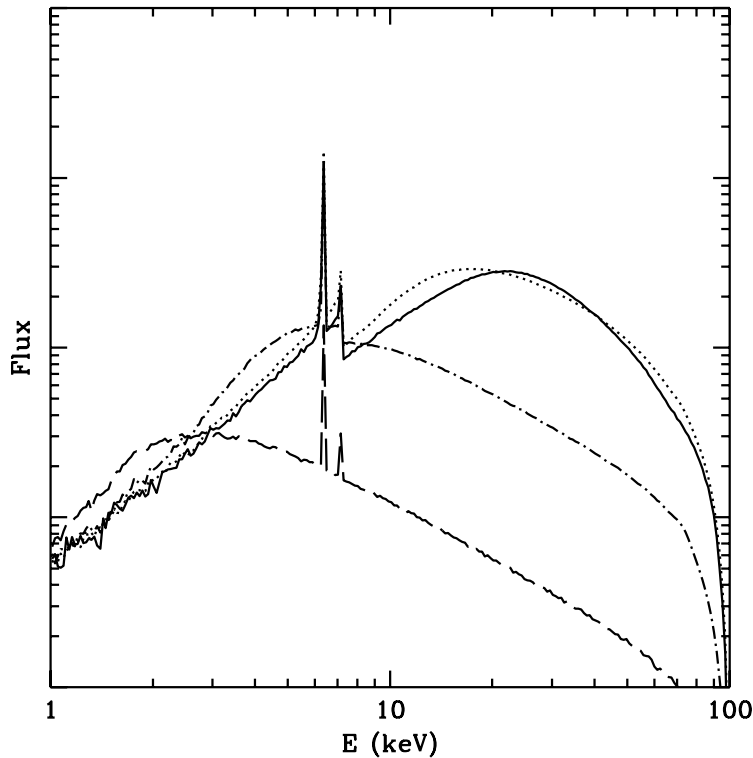


FIGURE 4.7 – Exemple de spectres de réflexion calculés pour un tore de matière moléculaire observé de face, de densité de colonne $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (ligne en traitillé), $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (ligne mixte), $2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (ligne en pointillé), $2 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ (ligne continue). Le spectre incident est une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2$ présentant une coupure exponentielle à 100 keV. Figure tirée de Matt, Guainazzi et Maiolino (2003).

photoélectrique, qui dépend de la densité de colonne de matière rencontrée lors de la propagation. L'absorption photoélectrique génère notamment des discontinuités dans l'émission continue, à l'énergie des seuils d'absorption, dont la plus importante est celle associée au seuil K du fer à 7,1 keV. La figure 4.7 présente des exemples de spectres de réflexion calculés pour une géométrie de type AGN (tore de matière).

Compte tenu de ces effets, les caractéristiques spectrales de l'émission réfléchi dépendent de la position du milieu moléculaire par rapport à la source, de la nature de la source et de la distribution de matière rencontrée de la source à l'observateur. Par exemple, lorsque l'émission est réfléchi par un milieu très dense, l'absorption à basse énergie est intense, tout comme l'émission dans les raies de fluorescence. Cette tendance est valable dans le cas d'un milieu optiquement mince, c'est-à-dire dans lequel il est possible de négliger les diffusions multiples. Dans le cas optiquement épais, et dans tous les cas dès lors que l'on souhaite obtenir une représentation fidèle du signal réfléchi, un traitement numérique dédié est nécessaire, notamment pour tenir compte des diffusions multiples. C'est ce que nous verrons au chapitre suivant.

La luminosité de la source à l'origine de l'illumination peut toutefois être grossièrement estimée à condition de faire l'approximation que l'absorption le long du chemin parcouru par les photons peut être négligée. C'est la démarche suivie par Sunyaev et Churazov (1998) et qui peut également être reproduite à partir de l'équation 5.20. J'ai adapté ces formules aux unités utilisées pour mesurer le flux dans la raie à 6,4 keV dans la suite de ce travail (p. ex. fig. 6.8), ainsi qu'aux hypothèses généralement faites pour décrire le spectre de la source de l'illumination, à savoir supposer une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2$ et une luminosité L_0 dans la bande 2-10 keV (cf. section 5.2) :

$$\frac{d^2N}{dEdt} = \frac{L_0}{\ln(5)} E^{-2} \quad (4.17)$$

En adaptant les notations, je rappelle ici l'équation originale donnée par Sunyaev et Churazov (1998) qui donne le flux $F_{6.4}$ dans la raie $K\alpha$ du fer, en photons $s^{-1} cm^{-2}$:

$$F_{6.4} = \frac{\Omega}{4\pi R_0^2} N_H \delta_{Fe} \omega_K \int_{E_K}^{+\infty} \frac{d^2N}{dt dE} \sigma_{Fe}(E) dE \quad (4.18)$$

En utilisant l'équation 4.17, cette expression se réécrit donc :

$$F_{6.4} = \frac{\Omega}{4\pi R_0^2} N_H \delta_{Fe} \omega_K \frac{L_0}{\ln(5)} \int_{E_K}^{+\infty} E^{-2} \sigma_{Fe}(E) dE \quad (4.19)$$

Sunyaev et Churazov (1998) rappellent que la section efficace d'absorption du fer, exprimée en cm^2 , peut être approximée par la formule suivante :

$$\sigma_{Fe}(E) = 3,53 \times 10^{-20} \left(\frac{E}{E_K} \right)^{-3} \quad (4.20)$$

Ce qui implique (avec L_0 en $erg s^{-1}$) :

$$F_{6.4} = 4,81 \times 10^{-13} L_0 \frac{\Omega}{4\pi R_0^2} N_H \delta_{Fe} \omega_K \quad (4.21)$$

L'angle solide Ω s'exprime en fonction du rayon R du nuage et de sa distance d à la source d'illumination :

$$\Omega = \frac{\pi R^2}{d^2} \quad (4.22)$$

En prenant $R_0 = 8$ kpc et sachant que $\delta_{Fe} \simeq 3,2 \times 10^{-5}$ et $\omega_K \sim 0,35$, on obtient finalement l'expression recherchée, à savoir la luminosité L_0 de la source à l'origine de l'illumination (en $erg s^{-1}$) en fonction des propriétés du nuage (densité de colonne N_H , rayon R , distance à la source d) et du flux observé dans la raie $Fe K\alpha$ $F_{6.4}$ (en photons $s^{-1} cm^{-2}$) :

$$L_0 = 4,5 \times 10^{39} \left(\frac{F_{6.4}}{10^{-4}} \right) \left(\frac{N_H}{10^{23} cm^{-2}} \right)^{-1} \left(\frac{R}{1 pc} \right)^{-2} \left(\frac{d}{100 pc} \right)^2 \quad (4.23)$$

4.4 Propriétés géométriques des échos et effets temporels

Replaçons l'émission réfléchi que l'on vient de décrire dans le contexte du centre galactique. Considérons pour cela une source située en un point O , centre d'un repère dont l'axe x coïncide avec l'équateur galactique et l'axe z correspond à la ligne de visée depuis la Terre, située en $(x_T = 0, z_T = -R_0)$. À l'instant $t = 0$, la source émet un signal de durée infinitésimale (pic de Dirac) de manière isotrope. Celui-ci atteindra la Terre au temps $t_0 = R_0/c$.

Considérons à présent un point M de coordonnées (x, z) dans le repère précédemment défini. Celui-ci recevra le signal en provenance de la source à l'instant $t'_0 = \sqrt{x^2 + z^2}/c$. Si ce point M réémet alors, en un temps négligeable, un signal réfléchi, celui-ci sera reçu sur Terre à l'instant $t_1 = t'_0 + (z + R_0)/c$, soit avec un retard valant :

$$\Delta t = t_1 - t_0 = \frac{\sqrt{x^2 + z^2} + z}{c} \quad (4.24)$$

On peut à présent définir la surface isochrone correspondant à l'ensemble des points de même retard, c'est-à-dire à l'ensemble des points perçus comme illuminés à un même instant vus de la Terre. Ceux-ci sont situés sur une parabole de foyer O admettant l'axe z pour directrice. En effet, on peut réécrire l'équation 4.24 sous la forme :

$$z(\Delta t) = \frac{c^2 \Delta t^2 - x^2}{2c \Delta t} \quad (4.25)$$

Par conséquent, vus de dessus, les points perçus comme illuminés à un même instant depuis la Terre sont distribués le long d'une parabole dont le foyer est la source de l'illumination initiale et ayant le plan du ciel pour directrice (fig. 4.8).

Nous avons fait ici l'hypothèse que la Terre était située infiniment loin afin de considérer des rayons lumineux parallèles. Cela est raisonnable tant que $R_0 \gg \sqrt{x^2 + z^2}$, ce qui sera toujours vérifié dans le cas du centre galactique. Nous avons également négligé la troisième dimension, qui correspond ici à la latitude galactique, car nous nous limiterons dans cette thèse à l'étude de nuages très proches du plan galactique. Un traitement dans le cas général n'est cependant guère plus compliqué. En levant l'hypothèse des rayons parallèles, nous obtenons une équation d'ellipse³ et non de parabole ; et en considérant le problème à trois dimensions, cette ellipse devient logiquement un ellipsoïde de révolution.

³ Par définition, une ellipse est le lieu des points dont la somme des distances à deux points fixes (les foyers) est constante.

La vitesse apparente de propagation des échos peut être déduite simplement de l'équation 4.24. Il s'agit d'une vitesse apparente dans le plan du ciel, donc égale à la dérivée de la position projetée sur l'axe x :

$$\frac{\dot{x}}{c} = \frac{1}{c} \frac{dx}{dt} = \frac{1}{c} \frac{dx}{d\Delta t} = \frac{c\Delta t - z}{x} = \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{x} \quad (4.26)$$

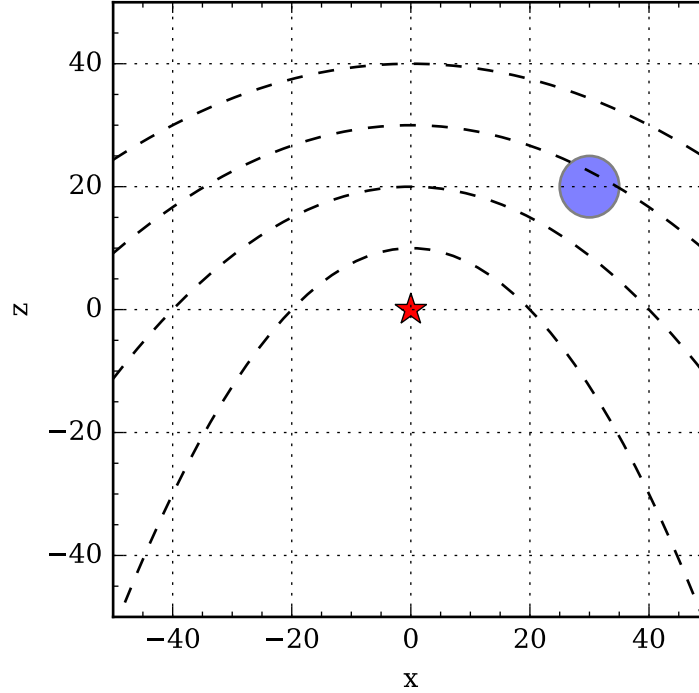


FIGURE 4.8 – Représentation schématique de plusieurs fronts d’onde (à des temps arbitraires) dans une vue de dessus centrée sur la source d’illumination (étoile rouge), l’observateur étant situé en $z = -\infty$. Un nuage sphérique tel que celui considéré dans le calcul de la durée d’illumination est représenté par le disque bleu. Les axes sont en unités arbitraires.

On remarque que la vitesse apparente prend systématiquement des valeurs supérieures à la vitesse de la lumière dès lors que $z \neq 0$, c’est-à-dire que la vitesse des échos semble supraluminique vue de la Terre :

$$\left| \frac{\dot{x}}{c} \right| = \sqrt{1 + \left(\frac{z}{x} \right)^2} \geq 1 \quad (4.27)$$

Les vitesses apparentes supraluminiques dans le plan du ciel sont ainsi une signature caractéristique des phénomènes de réflexion.

Dans le cas d’un évènement réaliste, c’est-à-dire de durée non infinitésimale, il est possible d’estimer la durée d’illumination d’un nuage relativement simplement. Pour cela, nous faisons l’hypothèse que le nuage est sphérique, de rayon R . Dès lors, le front d’onde va parcourir le nuage en un temps $2R/c$. La durée d’illumination du nuage sera donc égale à la durée de l’évènement initial convoluée par le temps caractéristique du nuage. Cependant, pour un observateur distant, ce temps va sembler modifié par les effets de retard décrits ci-dessus.

En supposant que le rayon du nuage est tel que la courbure du front d’onde (parabolique) peut être négligée, on peut calculer relativement simplement le temps de parcours apparent Δt_{app} du nuage. On note (x_c, z_c) les coordonnées du centre du nuage et on se place dans un système de coordonnées centré sur ce point en introduisant les variables $\epsilon_x = x - x_c$ et $\epsilon_z = z - z_c$. On a alors $\epsilon_x^2 + \epsilon_z^2 = R^2$ pour les points situés à la surface du nuage. On introduit enfin la variable $\epsilon_{\Delta t} = \Delta t - \Delta t_c$, où Δt_c est le retard

associé au centre du nuage. Il est alors possible de réécrire l'équation 4.24 sous la forme :

$$(\epsilon_x + x_c)^2 = c^2(\epsilon_{\Delta t} + \Delta t_c)^2 - 2c(\epsilon_z + z_c)(\epsilon_{\Delta t} + \Delta t_c) \quad (4.28)$$

Or, on a également $x_c^2 = c^2\Delta t_c^2 - 2c\Delta t_c z_c$, ce qui permet de simplifier certains termes dans l'équation précédente. On obtient :

$$\epsilon_x^2 + 2\epsilon_x x_c = c^2(\epsilon_{\Delta t}^2 + 2\epsilon_{\Delta t}\Delta t_c) - 2c(\epsilon_z\epsilon_{\Delta t} + \epsilon_z\Delta t_c + z_c\epsilon_{\Delta t}) \quad (4.29)$$

De plus, en ne conservant que les termes du premier ordre (on suppose que $R \ll \sqrt{x_c^2 + z_c^2}$), on a :

$$\epsilon_x x_c = c^2\epsilon_{\Delta t}\Delta t_c - c(\epsilon_z\Delta t_c + z_c\epsilon_{\Delta t}) \quad (4.30)$$

Soit finalement, en utilisant une nouvelle fois l'équation de la parabole $c\Delta t_c - z_c = \sqrt{x_c^2 + z_c^2}$:

$$\epsilon_x x_c = c\epsilon_{\Delta t}\sqrt{x_c^2 + y_c^2} - \epsilon_z(\sqrt{x_c^2 + z_c^2} + z_c) \quad (4.31)$$

$$c\epsilon_{\Delta t} = \epsilon_x \frac{x_c}{d_c} - \epsilon_z \left(1 + \frac{z_c}{d_c}\right) \quad (4.32)$$

où $d_c = \sqrt{x_c^2 + y_c^2}$.

Les points dont les coordonnées vérifient à la fois l'équation 4.32 et l'équation du cercle $\epsilon_x^2 + \epsilon_z^2 = R^2$ correspondent à l'intersection du front d'onde et du nuage. En particulier, les coordonnées des points d'entrée et de sortie du front d'onde dans le nuage, nécessaires au calcul de la durée apparente de l'illumination, pourront être déduites du système formé par ces deux équations.

Afin de simplifier ce calcul, on introduit naturellement l'angle θ_c tel que $\sin \theta_c = z_c/d_c$ et $\cos \theta_c = x_c/d_c$. L'équation du cercle peut alors se réécrire en fonction de $\epsilon_{\Delta t}$ et ϵ_z , en éliminant ϵ_x par l'intermédiaire de l'équation 4.32 :

$$2\epsilon_z^2(1 + \sin \theta_c) - 2c\epsilon_{\Delta t}(1 + \sin \theta_c)\epsilon_z + c^2\epsilon_{\Delta t}^2 - R^2 \cos^2 \theta_c = 0 \quad (4.33)$$

Il s'agit d'une équation polynomiale de degré deux et d'inconnue ϵ_z . On s'intéresse au cas où le front d'onde est tangent au nuage, c'est-à-dire lorsque la solution n'admet qu'une seule racine (double). Il faut donc résoudre l'équation $\Delta' = 0$, où Δ' est le discriminant (réduit, ici). On obtient alors $c\epsilon_{\Delta t} = \pm \sqrt{2(1 + \sin \theta_c)}R$. Finalement, la durée apparente de l'illumination est donc :

$$\Delta t_{\text{app}} = 2|\epsilon_{\Delta t}| = 2\sqrt{2(1 + \sin \theta_c)}\frac{R}{c} \quad (4.34)$$

Pour un nuage de rayon $R = 2,5$ pc situé au point de coordonnées ($x = 100$ pc, $z = -150$ pc), on aura donc un temps d'illumination apparent de 9,5 ans seulement, bien inférieur aux 16 ans auxquels on pourrait s'attendre

en prenant Δt_{app} égal au temps de traversée $\Delta t_{\text{trav}} = 2R/c$. À l'inverse, le même nuage situé au point de coordonnées ($x = 100$ pc, $z = 150$ pc) aura un temps d'illumination apparent beaucoup plus long, d'environ 31 ans. On notera que, dans le plan du ciel contenant la source ($z = 0$ donc $\sin \theta_c = 0$), la durée d'illumination est plus grande d'un facteur $\sqrt{2}$ que le temps de traversée.

Notons cependant que ce calcul rapide ne rend pas compte de l'allure précise de la courbe de lumière du nuage. En effet, cette dernière dépend directement de la courbe de lumière de l'évènement incident. De plus, elle varie fortement d'une bande d'énergie à l'autre dès lors que la densité de colonne du nuage devient grande, comme nous le verrons au chapitre 5. Enfin, sans connaissance du « niveau zéro » du flux avant et après le passage de l'évènement, il peut être difficile d'en identifier précisément le début et la fin. Par conséquent, il est possible de définir une durée caractéristique d'illumination, correspondant par exemple au temps pendant lequel le flux observé est compris entre 50 et 100 % de sa valeur maximale (notée t_{50}).

4.5 Découverte d'échos X au centre galactique

Les échos de lumière dont nous venons de décrire en détail la physique en rayons X ont été observés pour la première fois dans un autre domaine spectral, la lumière visible. Cette découverte remonte à la nuit du 21 août 1901, lorsque depuis son observatoire de Juvisy-sur-Orge, Camille Flammarion remarque une nébulosité circulaire autour de l'étoile GK Persei, une nova ayant atteint la magnitude maximale de 0,2 six mois plus tôt. Aussitôt suivie par plusieurs astronomes du monde entier, cette « auréole lumineuse » se révèle être en expansion rapide, progressant de plus d'une minute d'arc dans le plan du ciel en moins de deux mois (Couderc, 1939). L'astronome néerlandais Jacobus Kapteyn, qui remarque que la vitesse réelle du phénomène est voisine de celle de la lumière, est le premier à proposer que cette émission lumineuse soit due à la réflexion de l'évènement initial dans la matière moléculaire environnante (Kapteyn, 1901). C'est ensuite le français Paul Couderc qui établit que le signal de réflexion doit se propager à des vitesses apparentes supraluminiques (Couderc, 1939). Depuis lors, de nombreux autres cas d'échos lumineux ont été observés en lumière visible, autour d'objets aussi divers que des novas, des supernovas et des étoiles variables de différents types (T Tauri, variables éruptives, céphéides...). Le lecteur intéressé trouvera un historique des observations d'échos et les références associées dans le travail de Rest et al. (2014). Parmi elles, on distinguera le cas spectaculaire de l'étoile variable V838 Monocerotis dont les échos ont été suivis avec le télescope spatial *Hubble* à partir de 2002 (fig. 4.9). Dès 1940, il a été proposé par Fritz Zwicky que le phénomène des échos de lumière pouvait permettre de déduire certaines propriétés des évènements à leur origine longtemps après qu'ils ne sont plus observables directement (Zwicky, 1940), telles que le type d'une supernova (p. ex. Krause et al., 2008b; Krause et al., 2008a) ou la date de son explosion (p. ex. Rest et al., 2005).

Hors du domaine optique, des anneaux de lumière ont été observés autour de sources X transitoires, telles que la binaire X V404 Cygni en 2015 (voir notamment les images spectaculaires présentées par Beardmore et al., 2016). Ils diffèrent néanmoins des échos en ce que la matière à l'origine du phénomène se situe le long de la ligne de visée, et non au voisinage de la source.

Quant au centre de notre galaxie, l'idée d'y rechercher des échos de lumière afin d'en déduire des informations sur son activité passée remonte

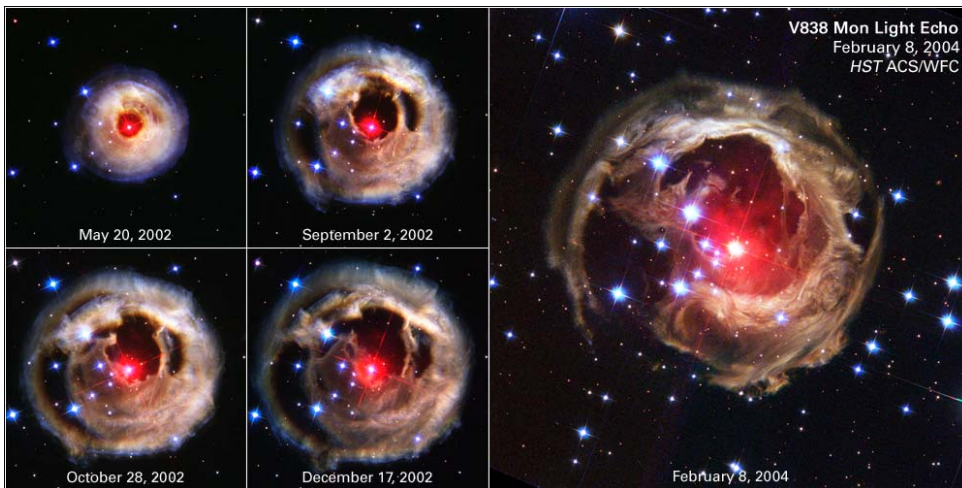


FIGURE 4.9 – Suivi de l'écho lumineux observé autour de la variable éruptive V838 Monocerotis avec le télescope spatial *Hubble*. Le déplacement de l'écho lumineux est visible d'image en image. Crédit : NASA, ESA, H.E. Bond et *The Hubble Heritage Team*.

aux travaux de Vainshtein et Sunyaev (1980). Il s'agit cette fois de se placer dans le domaine des rayons X, et non plus en lumière visible. En particulier, Vainshtein et Sunyaev (1980) proposent de rechercher l'émission non thermique de la raie $K\alpha$ du fer dans diverses régions de la Galaxie. Une telle détection serait en effet le signe d'une activité plus intense du noyau galactique il y a quelques centaines de milliers d'années, alors que celui-ci est étonnamment peu actif de nos jours. Dix ans après cette proposition, Sunyaev, Markevitch et Pavlinsky (1993) découvrent, à l'aide du télescope à masque codé ART-P embarqué à bord du satellite soviétique *Granat*, un signal diffus en X durs (8-22 keV) dont la distribution spatiale apparaît coïncider avec celle de la matière moléculaire du centre galactique. C'est pour eux un indice que cette émission est créée par la réflexion de rayons X provenant de sources situées à proximité, dont possiblement le trou noir supermassif galactique, sur les nuages moléculaires. Selon ce scénario, une émission de fluorescence dans la raie $K\alpha$ du fer à 6,4 keV devrait donc être observable dans la région.

Un tel signal est effectivement découvert en 1994 par Koyama et al. (1996), grâce à la résolution spectrale du satellite japonais *ASCA* qui permet pour la première fois de résoudre les raies $K\alpha$ et $K\beta$ du fer. Cette émission se révèle être là encore en forte coïncidence spatiale avec la matière moléculaire, notamment Sgr B2 et la région de l'Arc radio. La grande largeur équivalente de la raie et le faible niveau de l'émission continue au-delà de 7 keV sont cohérents avec le scénario de la réflexion. L'intensité constatée dans Sgr B2 ($\sim 10^{-4}$ photons cm^{-2} s^{-1}), moyennant des hypothèses sur la masse, la métallicité et la taille du nuage, ainsi que sur le spectre du signal incident, permet d'estimer à 2×10^{39} erg s^{-1} la luminosité de Sgr A* il y a environ 300 ans dans la bande de 2 à 10 keV, en supposant qu'il soit la source à l'origine de la réflexion.

À la suite de ces premières observations, l'équipe de Rashid Sunyaev s'intéresse aux aspects théoriques du phénomène et en formalise les principales propriétés (Sunyaev et Churazov, 1996 ; Sunyaev et Churazov, 1998 ; Sunyaev, Uskov et Churazov, 1999), tandis que l'équipe japonaise de Katsuji

Koyama étudie plus en détail la région de Sgr B2, toujours avec *ASCA* (Murakami et al., 2000), puis avec *Chandra* (Murakami, Koyama et Maeda, 2001) dont la très bonne résolution angulaire permet d'examiner précisément la morphologie de l'émission. Ces travaux renforcent l'idée d'un signal effectivement compatible avec un écho de lumière et motivent la recherche d'une émission du même type dans d'autres régions du centre galactique. C'est ainsi que Murakami et al. (2001) découvrent un signal à 6,4 keV dans le complexe Sgr C, situé à une distance projetée de Sgr A* similaire à celle de Sgr B2, mais de l'autre côté du centre galactique, puis que Yusef-Zadeh, Law et Wardle (2002) observent avec *Chandra* une émission semblable dans une région du complexe Sgr A (G0.13–0.13). Ces auteurs, et d'autres (Valinia et al., 2000), proposent alors un scénario alternatif à celui de la réflexion dans lequel la transition $K\alpha$ du fer est la conséquence d'une excitation collisionnelle par des particules cosmiques de basse énergie.

4.6 Origine de l'émission non thermique diffuse

Au milieu des années 2000, deux scénarios principaux sont donc en compétition pour expliquer l'origine de l'émission non thermique diffuse observée dans la plupart des complexes moléculaires du centre galactique. Le scénario de la réflexion ayant été décrit en détail *infra*, je donnerai ici quelques éléments relatifs au scénario d'irradiation par les rayons cosmiques, avant d'expliquer comment les observations faites depuis une dizaine d'années accordent une place de plus en plus importante aux échos de lumière.

Les rayons cosmiques sont des particules chargées en circulation dans le milieu interstellaire, généralement relativistes. Leur distribution en énergie est bien connue pour les énergies comprises entre environ 10^9 et 10^{20} eV. Les rayons cosmiques qui nous intéressent ici ont une énergie plus faible, de l'ordre de 10^5 à 10^{11} eV. Leur flux est très mal contraint car le vent solaire et le champ magnétique associé les empêchent d'atteindre le Système solaire interne et donc d'être détectés au voisinage de la Terre. La présence de rayons cosmiques de haute énergie dans la zone moléculaire centrale est attestée par les observations multi-longueur d'onde, notamment dans le domaine radio (Yusef-Zadeh et al., 2007) et surtout en rayons gamma de très haute énergie (Aharonian et al., 2006; HESS Collaboration, 2016) comme le montre la figure 2.8. Si la population à basse énergie est beaucoup plus difficile à identifier, plusieurs indices indirects suggèrent sa présence (voir Ponti et al., 2013, et les références qui s'y trouvent).

Lors de leur interaction avec les atomes du milieu interstellaire, les rayons cosmiques perdent une partie de leur énergie au profit du gaz, ce qui se traduit par une augmentation de sa température et par l'excitation ou l'ionisation des atomes qui le composent. Parmi ces processus, l'éjection d'un électron de la couche K est notamment possible, ce qui peut entraîner une transition $K\alpha$ similaire à celles générées par photoionisation. L'efficacité de l'émission d'un photon à 6,4 keV par excitation collisionnelle est néanmoins plus faible que par photoionisation, car les rayons cosmiques ionisent préférentiellement les couches électroniques les plus superficielles. Par ailleurs, l'interaction entre les rayons cosmiques de basse énergie et le milieu interstellaire génère également une composante spectrale continue

en deçà de 10 keV par rayonnement de freinage (en cinématique directe ou inverse; Tatischeff, Ramaty et Kozlovsky, 1998; Dogiel et al., 1998; Valinia et al., 2000; Tatischeff, Decourchelle et Maurin, 2012).

Le spectre résultant est donc assez voisin de celui des échos de lumière que nous avons décrit au paragraphe 4.3. Ses caractéristiques précises dépendent de la nature des rayons cosmiques considérés. S'il s'agit d'électrons, la largeur équivalente⁴ de la raie Fe K α est plus faible (< 1 keV) et le seuil d'absorption à 7,1 keV est moins marqué que pour la réflexion; la dureté du spectre dépend alors directement de celle de la distribution en énergie de la population initiale (Tatischeff, Decourchelle et Maurin, 2012). Surtout, les électrons de basse énergie (~ 100 keV) ne peuvent parcourir que des distances très réduites dans le milieu interstellaire, du fait des diffusions et de leur courte durée de vie. Ils ne peuvent donc être responsables que d'une émission très localisée, dont l'extension ne peut dépasser le dixième de parsec. À l'inverse, si le rayonnement cosmique est de nature hadronique (protons et noyaux d'énergie de l'ordre de $10^7 - 10^8$ eV par nucléon), la largeur équivalente de la raie Fe K α sera bien plus importante ($\gg 1$ keV) et la durée de vie des particules dans le milieu interstellaire sera extrêmement longue. Elles pourront alors traverser l'ensemble de la zone moléculaire centrale. Le signal produit dans un scénario d'irradiation par les rayons cosmiques devra donc être stable dans le temps, pendant une durée de l'ordre du siècle s'il est d'origine hadronique, mais également s'il est d'origine leptonique, pour une durée néanmoins plus courte, de l'ordre de la décennie (Ponti et al., 2013).

À partir de ces éléments, il devient clair que l'observable déterminante permettant de trancher entre les deux scénarios est le temps caractéristique de variabilité de l'émission non thermique diffuse. La première détection d'une variabilité est faite sur une période de trois ans par Munro et al. (2007) avec *Chandra*. Elle concerne la composante continue du signal en provenance du nuage G0.11–0.11 (Park et al., 2004) situé dans le complexe moléculaire Sgr A, en bordure de l'Arc radio. Puis Inui et al. (2009) constatent la variabilité sur dix ans du flux dans la raie (en baisse de $\sim 60\%$) et de la morphologie de l'émission de deux sous-régions du complexe Sgr B2 à partir d'une somme de données issues des archives des observatoires *ASCA*, *Chandra*, *Suzaku* et *XMM-Newton* (fig. 4.10). Comme nous l'avons vu, une variabilité si rapide est totalement incompatible avec la version hadronique du scénario d'irradiation, et seulement marginalement compatible avec sa version leptonique.

De plus, le scénario d'irradiation par les rayons cosmiques est difficilement compatible avec le bilan énergétique d'un nuage moléculaire tel que Sgr B2. En effet, comme l'ont montré Revnivtsev et al. (2004) puis Terrier et al. (2010), ce scénario requiert une puissance injectée considérable, ainsi que des abondances en fer très élevées pour expliquer les largeurs équivalentes (typiquement de l'ordre de 1 à 2 keV) et les flux à haute énergie observés. En revanche, les observations gamma sont particulièrement cohérentes avec un mécanisme de diffusion Compton comme prévu dans le scénario de réflexion. En particulier, Terrier et al. (2010) ont mis en évidence une variation significative du flux de Sgr B2 en rayons X durs entre 2003 et 2009 à près de 5σ .

⁴ La largeur équivalente est définie comme le rapport de l'intensité d'une raie et de l'intensité différentielle de l'émission continue à la même énergie.

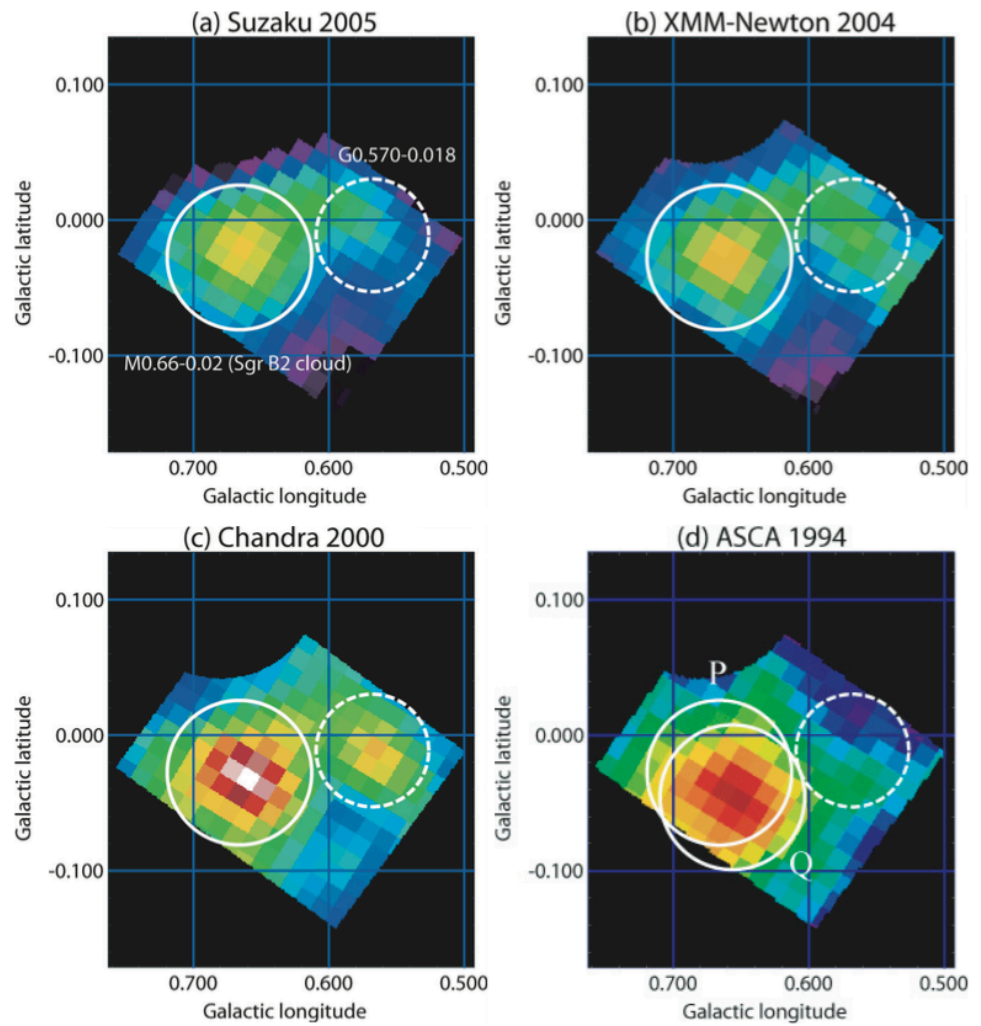


FIGURE 4.10 – Cartes de la région de Sagittarius B2 dans la bande d'énergie de 6 à 7 keV, obtenues avec *Suzaku* (en haut à gauche), *XMM-Newton* (en haut à droite), *Chandra* (en bas à gauche) et *ASCA* (en bas à droite). L'émission continue sous-jacente a été soustraite en supposant une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2,6$. La taille des pixels de toutes les cartes a été harmonisée à $50' \times 50'$. Figure extraite de Inui et al. (2009).

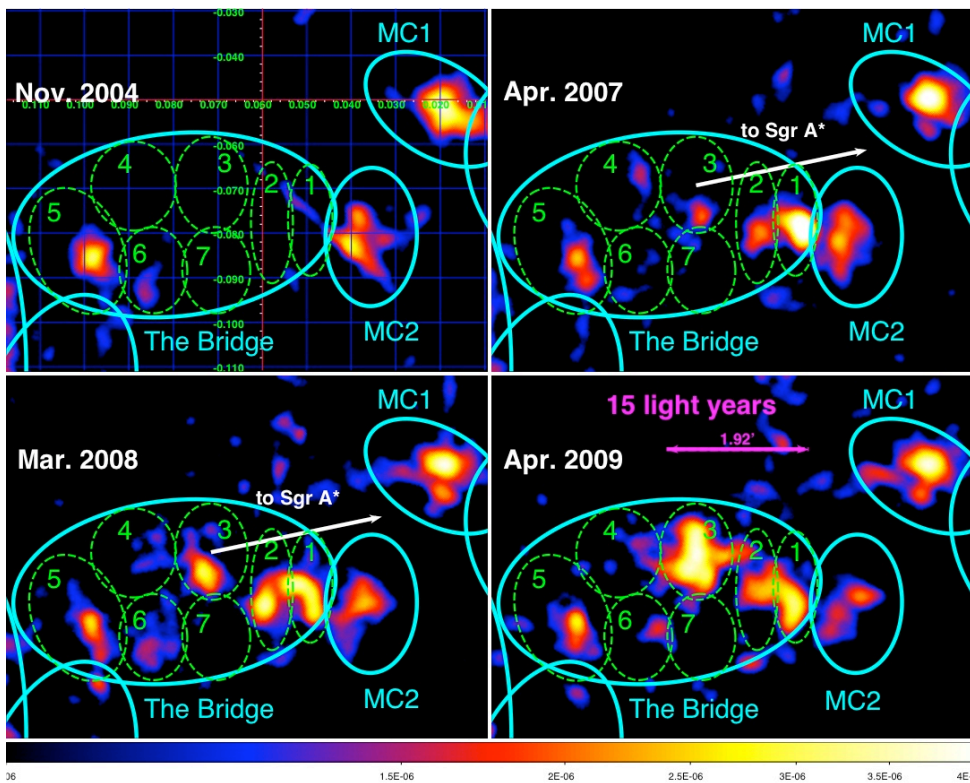


FIGURE 4.11 – Cartes de la région de Sagittarius A obtenues avec *XMM-Newton* dans la bande 6,28–6,53 keV à différentes époques comprises entre novembre 2004 (*en haut à gauche*) et avril 2009 (*en bas à droite*). L'émission continue sous-jacente a été soustraite en supposant une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2$. Le signal se propage dans les régions 1, 2 et 3 du *Bridge*, parcourant une distance projetée de 15 années-lumière en seulement 2 ans. Figure extraite de Ponti et al. (2010).

C'est finalement l'observation avec *XMM-Newton* d'un mouvement apparent supraluminique dans une structure du complexe Sgr A appelée le *Bridge* par Ponti et al. (2010) qui permet de conclure définitivement en faveur d'échos lumineux provenant d'une source située à l'extérieur du nuage (fig. 4.11). En effet, comme nous l'avons vu au paragraphe 4.4, les vitesses apparentes supraluminiques sont une signature caractéristique des phénomènes de réflexion.

En dépit de ces observations, certaines régions du centre galactique sont longtemps restées de possibles candidats pour le scénario d'irradiation par les rayons cosmiques, en raison de leur proximité avec des amas stellaires ou des filaments non thermiques. L'amas des Arches (Wang, Dong et Lang, 2006 ; Capelli et al., 2011 ; Tatischeff, Decourchelle et Maurin, 2012 ; Krivonos et al., 2014) et le complexe moléculaire Sgr C (Yusef-Zadeh et al., 2007) figurent notamment parmi elles. Cependant, la mise en évidence récente, avec des observations *XMM-Newton* (Clavel et al., 2014) et *NuSTAR* (Krivonos et al., 2017), de variations du flux de l'émission à 6,4 keV dans l'amas des Arches, ainsi que dans le complexe moléculaire Sgr C comme nous le présenterons au chapitre 6, ont permis de montrer que le scénario de réflexion pouvait s'appliquer partout dans la zone moléculaire centrale, y compris dans les régions subissant le choc de forts vents stellaires ou l'influence de filaments radio.

4.7 Source à l'origine de l'illumination

Contrairement aux sous-structures de Sgr B qui, jusqu'à récemment, semblaient toutes décroissantes, les différentes régions de Sgr A présentent des variations clairement opposées : certaines ont un flux qui augmente, d'autres un flux qui diminue (Ponti et al., 2010 ; Capelli et al., 2012 ; Clavel et al., 2013). Ces différences ont suggéré que les nuages brillants dans la raie $K\alpha$ du fer répondaient sans doute à plusieurs événements, pouvant potentiellement provenir de différentes sources. La décroissance simultanée du flux de la raie à 6,4 keV et de l'émission continue entre 8 et 10 keV dans deux nuages indépendants du complexe Sgr B est cependant un indice fort d'une origine commune (Nobukawa et al., 2011). L'observation d'un décalage vers l'ouest galactique de l'émission à 6,4 keV de Sgr B2 est de plus une indication que la source de l'illumination se situe probablement⁵ en direction du centre galactique (Murakami et al., 2000).

⁵ L'effet de l'orientation de la structure le long de la ligne de visée doit également être pris en compte.

La luminosité de la source à l'origine de l'illumination peut être estimée à environ 10^{39} erg s⁻¹. Les incertitudes sont importantes (voir Ponti et al., 2013, pour une discussion détaillée) mais, même dans une approche particulièrement conservatrice, elle reste à un niveau qu'aucune source X n'atteint actuellement au centre galactique. La source à l'origine de l'illumination doit donc nécessairement être fortement variable. Si le trou noir supermassif galactique Sgr A* est un candidat idéal, la possibilité qu'une autre source, autrefois très brillante et désormais quiescente, soit à l'origine des échos lumineux, doit être examinée. Le candidat magnétar⁶ SGR J1745–29, découvert en 2004 à seulement 3'' de Sgr A*, et probablement en orbite autour de lui (Kennea et al., 2013 ; Mori et al., 2013 ; Rea et al., 2013), pourrait notamment dégager une énergie supérieure à 10^{46} ergs s'il subissait une

⁶ Un magnétar est une étoile à neutrons très fortement magnétisée ($B \sim 10^{15}$ G).

éruption semblable à celle de son homologue SGR J1806–20 (Palmer et al., 2005). L'essentiel de l'émission est toutefois produit sous la forme d'un pic durant moins d'une seconde, suivi d'une émission pulsée beaucoup plus faible pendant quelques minutes. Aussi, en raison de cette extrême brièveté, une éruption géante de magnétar ne peut illuminer qu'une petite fraction des nuages situés sur sa trajectoire, compatible uniquement avec des échos très brefs. De plus, l'émission se fait majoritairement au-delà de 100 keV, soit à une énergie beaucoup trop élevée pour générer efficacement un signal de fluorescence à 6,4 keV, la section efficace d'absorption photoélectrique diminuant avec le cube de l'énergie (section 4.1). Clavel (2014) a montré que, même en prenant le spectre d'éruption géante le plus favorable parmi ceux observés à ce jour (Frederiks et al., 2007), le flux obtenu dans la raie Fe K α à la suite d'un tel évènement était insuffisant d'un à deux ordres de grandeur par rapport aux observations. L'origine des échos ne semble donc pas être à rechercher du côté des magnétars⁷.

L'accrétion de matière au sein des binaires X, qui sont nombreuses au centre de la Galaxie, est un autre phénomène pouvant atteindre ponctuellement la luminosité caractéristique attendue de $\sim 10^{39}$ erg s⁻¹. De ce point de vue, les objets les plus favorables sont les binaires X de faible masse dont la composante compacte est un trou noir, du fait de leurs éruptions approchant la luminosité limite d'Eddington pouvant durer jusqu'à quelques mois et de leur émission en loi de puissance d'indice spectral proche de 2 dans l'état *low-hard*⁸. Cependant, le maximum de luminosité est généralement atteint avec un spectre relativement mou, ce qui ne favorise pas la production d'un signal de fluorescence à 6,4 keV. Clavel (2014) a ainsi montré que l'émission Fe K α du *Bridge* ne pouvait raisonnablement pas être expliquée par l'éruption d'une hypothétique binaire X à proximité, le flux prédit étant toujours inférieur d'un ordre de grandeur aux observations. Le fait que l'émission de Sgr B2 s'étende jusqu'à la centaine de kiloélectronvolts (Terrier et al., 2010) est également difficilement compatible avec un signal incident provenant d'une binaire X.

Le dernier candidat restant, Sgr A*, est donc le seul à vérifier les conditions de luminosité, de durée d'éruption et de dureté spectrale attendues pour expliquer le signal réfléchi observé. S'il est effectivement à l'origine des échos de lumière, ceux-ci sont alors des traces de son activité passée. Leur étude peut donc permettre de reconstruire indirectement la courbe de lumière du noyau galactique. La zone moléculaire centrale s'étendant sur environ 300 pc en projection de part et d'autre du trou noir (section 2.3), il est théoriquement possible de mener cette reconstruction jusqu'à environ un millénaire en arrière. Précisons que, même si l'émission à 6,4 keV n'était pas due à un phénomène de réflexion, les contraintes obtenues seraient toujours valides en tant que limites supérieures de l'activité de Sgr A* ces mille dernières années.

4.8 Méthodes de reconstruction de l'activité passée de Sgr A*

La datation des épisodes d'activité passés découle directement du temps de propagation des échos donné par l'équation 4.24, qui dépend seulement

⁷ Le spectre à basse énergie des éruptions géantes est très mal contraint et il n'est pas exclu qu'il comporte une composante d'énergie $k_B T \sim 5$ keV qui pourrait expliquer les observations (Inan et al., 1999). Cependant, aucun élément n'étaye pour l'instant cette hypothèse.

⁸ Les binaires X à trou noir ont un cycle d'activité au cours duquel l'augmentation du flux (état *high-hard*) s'accompagne après quelques jours d'un amollissement du spectre (état *high-soft* durant plusieurs mois) alors que celui-ci était originellement assez dur (état *low-hard*).

de la position des nuages brillants à 6,4 keV dans le plan du ciel et le long de la ligne de visée. Malheureusement, cette dernière information est particulièrement délicate à obtenir. Deux approches différentes ont été suivies ces dernières années pour contourner ce problème.

La première d'entre elles consiste à corrélérer les variations observées dans de multiples régions du centre galactique en supposant qu'elles sont dues à un même évènement, ce qui permet de situer ces régions sur un même front d'onde parabolique (section 4.4). Les variations sont le plus souvent déduites du flux dans la raie Fe K α , obtenu par ajustement des spectres extraits dans des régions d'intégration préalablement définies (avec les biais de sélection que cela implique ; Terrier, 2018). Cette approche a notamment été utilisée par notre groupe (Ponti et al., 2010) pour expliquer les variations simultanées détectées dans le complexe Sgr A et dans Sgr B2. Cette étude avait permis de conclure en faveur d'un épisode d'activité de plusieurs siècles s'étant achevé il y a une centaine d'années⁹.

⁹ Les datations sont données pour le centre galactique et ne tiennent pas compte du temps de propagation de la lumière jusqu'à la Terre ($\sim 26\,000$ ans).

Notre groupe a obtenu des observations à haute résolution angulaire du complexe moléculaire Sgr A avec *Chandra* afin d'étudier plus en détail les variations à petite échelle. Le flux dans la raie Fe K α étant trop faible pour être étudié directement, Clavel et al. (2013) se sont intéressés aux variations de l'émission entre 4 et 8 keV, recherchées de manière systématique dans l'ensemble de la région à partir de cartes de flux générées année par année. Cette analyse a conduit à proposer un scénario à deux évènements, fondé notamment sur la découverte de variations très rapides de l'émission, dont la croissance et la décroissance s'étalent sur seulement deux ans, en contraste avec les variations beaucoup plus lentes déjà observées (fig. 4.12). L'existence de deux échelles temporelles très différentes ne peut en effet s'expliquer que par l'existence de deux évènements distincts. Cette étude a de plus permis de contraindre fortement la durée maximale des épisodes d'activité de Sgr A* à l'origine de l'illumination, en montrant qu'il s'agissait plus probablement de sursauts relativement courts plutôt que d'une transition graduelle entre deux phases du cycle d'activité du noyau galactique. L'étude de Terrier et al. (2018), à laquelle j'ai participé, a reproduit ce travail à beaucoup plus grande échelle, bénéficiant des données obtenues lors du sondage profond de l'ensemble de la zone moléculaire centrale avec *XMM-Newton* (Ponti et al., 2015b). Je reviendrai plus en détail sur ce travail au chapitre 7. Avant d'aborder la seconde approche, signalons la méthode originale proposée récemment par Churazov et al. (2017a), qui consiste à corrélérer les variations temporelles et les variations spatiales de l'émission réfléchie. Selon celle-ci, le complexe Sgr A serait illuminé par un court sursaut d'activité ayant eu lieu il y a environ 110 ans. Malgré son intérêt, cette méthode fait l'hypothèse d'un évènement unique, ce qui, comme nous venons de le voir, n'est pas corroboré par les observations (Clavel et al., 2013).

La seconde approche cherche quant à elle à déduire directement la position des régions brillantes à 6,4 keV des propriétés de l'émission X qui en dépendent. Capelli et al. (2012) ont par exemple utilisé la largeur équivalente de la raie Fe K α comme estimateur de la position des nuages le long de la ligne de visée. Ils en ont déduit que la courbe de lumière de Sgr A* au cours des cent cinquante dernières années, globalement décroissante, avait été entrecoupée de quelques sursauts d'au moins cinq ans, dont un il y a 80 ans ayant atteint 10^{37} à 10^{38} erg s⁻¹. Cependant, l'indicateur utilisé, en

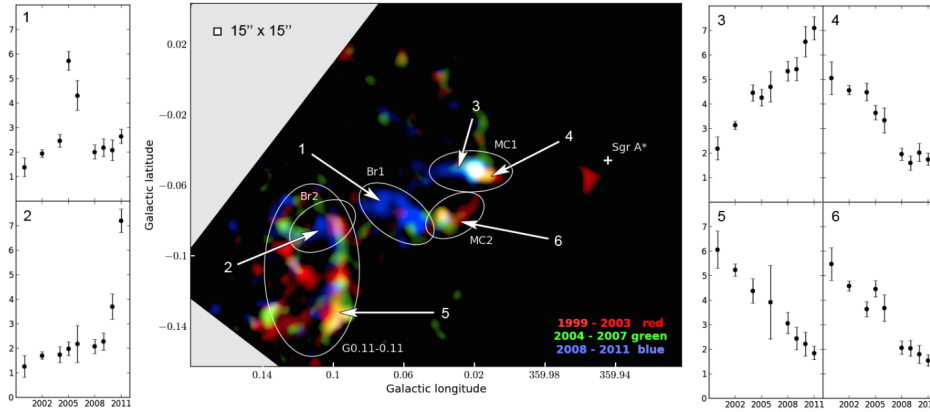


FIGURE 4.12 – Image de l'émission dans la raie Fe K α de la région Sgr A vue avec *Chandra* à trois époques, chacune représentée dans une couleur différente. L'image montre la propagation apparente du signal en direction de l'est galactique. Les courbes de lumière des régions délimitées par les ellipses sont présentées de part et d'autre de l'image. Figure extraite de Clavel et al. (2012).

plus d'être particulièrement délicat à mesurer proprement, dépend d'autres paramètres, tels que la métallicité du milieu et l'indice spectral de l'émission incidente. Son interprétation est donc délicate (Terrier, 2018). Ryu et al. (2013) ont développé une autre méthode, fondée cette fois sur l'absorption partielle des plasmas galactiques causée par les nuages. En effet, un nuage situé devant la zone moléculaire centrale absorbera pleinement l'émission des plasmas, tandis qu'un nuage situé derrière n'affectera pas leur émission. Il est donc en théorie possible de déduire la position du nuage le long de la ligne de visée de la fraction d'absorption du plasma qu'il génère. Cependant, là encore, cette approche présente certaines limites, notamment liées à la distribution du plasma qu'elle doit supposer et à la taille des régions d'intégration des spectres (cf. chapitre 6). Enfin, Walls et al. (2016) ont utilisé un modèle spectral Monte-Carlo spécifiquement dédié à la problématique des échos galactiques dans le but de contraindre la position du nuage Sgr B2 à partir de la forme du spectre observé.

Ces différentes méthodes donnent en général une assez bonne indication quant à la position des nuages devant ou derrière le plan contenant le trou noir. En revanche, il reste à ce stade délicat de contraindre davantage la localisation précise des structures sur la ligne de visée. De ce point de vue, les avancées récentes permises par le développement de modèles spectraux Monte-Carlo représentent sans doute la voie la plus prometteuse. Cependant, Walls et al. (2016) n'ont appliqué cette méthode qu'à un seul nuage, Sgr B2, qui constitue la cible la plus favorable de la zone moléculaire centrale. La question de l'extension de ce travail à d'autres régions du centre galactique restant ouverte au début de ma thèse, mon travail s'est situé à l'intersection des deux approches. Il a notamment pris appui sur des modèles Monte-Carlo, cherchant en cela à prolonger l'étude effectuée par Walls et al. (2016), tout en poursuivant l'étude des variations de luminosité et de morphologie de l'émission réfléchie afin de corréliser entre elles les différentes structures moléculaires visibles en rayons X.

Modélisation et simulation des échos

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, les caractéristiques spectrales des échos de lumière dépendent fortement de la position du nuage par rapport à la source de l'illumination, de la nature de cette source et de la distribution de matière rencontrée lors de la propagation des échos. Cela signifie que des informations déterminantes pour l'étude de l'activité passée du centre de notre Galaxie se trouvent encodées dans le spectre de l'émission réfléchie qu'on y observe. En développant des modèles dépendant de ces paramètres clefs et en les ajustant aux observations, il est ainsi possible de contraindre leur valeur et, partant, l'histoire du noyau galactique.

5.1 Condition de validité d'une approche analytique

L'approche la plus simple consiste à calculer analytiquement le spectre de l'émission réfléchie attendue pour un nuage moléculaire situé à une certaine distance de la source de l'illumination, connaissant son rayon, sa densité de matière et le spectre incident. Cependant, en pratique, un calcul analytique ne peut être fait qu'en négligeant les diffusions multiples car le calcul de l'intégration sur tous les chemins possibles est trop compliqué au-delà d'une diffusion. Par ailleurs, le recours à l'intégration numérique des équations impose de se limiter à une gamme de densités de colonne suffisamment faibles pour considérer que le milieu est optiquement mince dans chaque élément de volume considéré, c'est-à-dire que son épaisseur optique τ est très petite devant l'unité ($\tau \ll 1$).

On rappelle l'expression de l'épaisseur optique rencontrée par un photon d'énergie E le long d'une ligne de longueur L dans un milieu de densité n_H , obtenue *supra* à l'équation 4.2 :

$$\tau(E) = \int_L \sigma_{\text{eff}}(E) n_H ds = \sigma_{\text{eff}}(E) N_H \quad (5.1)$$

En considérant les abondances données par Asplund et al. (2009) pour une métallicité solaire, on peut déterminer la section efficace effective σ_{eff} correspondante. Celle-ci doit tenir compte de tous les processus évoqués au chapitre 4, à savoir l'absorption photoélectrique, la diffusion Rayleigh et la diffusion Compton. On suppose par ailleurs que tout l'hydrogène est sous forme moléculaire, ce qui impose de doubler sa section efficace, comme nous l'avons vu précédemment (Sunyaev, Uskov et Churazov, 1999). À 6,4 keV par exemple, les sections efficaces effectives valent ainsi :

- $\sigma_{\text{eff, ph}} = 1,4 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ pour l'effet photoélectrique ;
- $\sigma_{\text{eff, Rayl}} = 1,8 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ pour la diffusion Rayleigh ;
- $\sigma_{\text{eff, Compt}} = 6,4 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ pour la diffusion Compton.

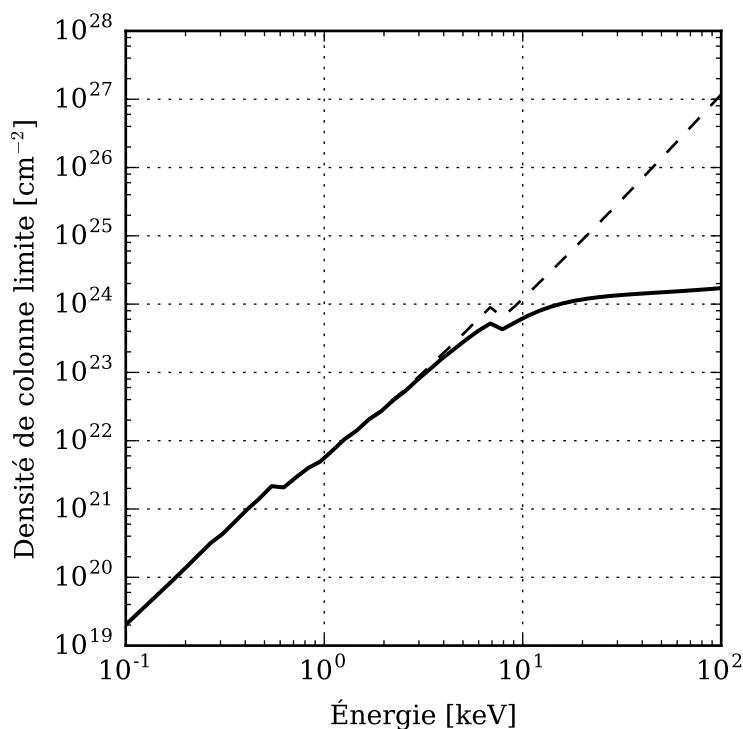


FIGURE 5.1 – Densité de colonne limite permettant de distinguer le régime de validité d’une approche semi-analytique, représentée en fonction de l’énergie des photons incidents (ligne continue). La densité de colonne limite correspond au cas où $\tau = 1$, et vaut donc $N_H(E) = 1/\sigma_{\text{eff, tot}}(E)$. Afin de visualiser l’effet de la diffusion Compton au-delà de 10 keV, j’ai représenté ce que serait la courbe en ne tenant compte que de l’absorption photoélectrique (ligne en traitillé).

La section efficace effective totale vaut alors $\sigma_{\text{eff, tot}} = 2,2 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Par conséquent, la condition $\tau \ll 1$ implique :

$$n_H \ll \frac{1}{\sigma_{\text{eff, tot}}}, \quad \text{soit } n_H \ll 4,6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2} \quad (5.2)$$

Nous avons vu au chapitre 4 que la section efficace d’absorption photoélectrique diminuait approximativement avec le cube de l’énergie. Cela implique que la condition sur la densité de colonne du milieu considéré sera d’autant plus facilement vérifiée que nous nous placerons à haute énergie. Cependant, cet effet est atténué par celui de la diffusion Compton, qui devient limitant au-delà de 10 keV. J’ai illustré ce phénomène par la figure 5.1, qui représente la densité de colonne limite ($\tau = 1$) en fonction de l’énergie des photons incidents.

Finalement, il est donc possible de négliger les diffusions multiples, et donc de calculer analytiquement le spectre de l’émission réfléchie, pour des densités inférieures ou de l’ordre de quelque 10^{23} cm^{-2} .

5.2 Un modèle semi-analytique pour les diffusions simples

En gardant à l’esprit la limitation évoquée ci-dessus, nous avons développé un modèle semi-analytique dans lequel les photons subissent une

seule et unique diffusion. Pour ce faire, nous avons considéré un nuage moléculaire sphérique \mathcal{S} de rayon R situé à une distance d de la source de l'illumination, elle-même située à une distance R_0 de l'observateur ($R_0 \gg d$). L'émission associée aux sursauts d'activité de la source est supposée isotrope et son spectre est représenté par une loi de puissance d'indice spectral Γ . Par conséquent, la densité spectrale de flux F_0 reçue au niveau du nuage suite à un sursaut peut s'écrire :

$$F_0 = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{d^2 N}{dE dt} = \frac{kE^{-\Gamma}}{4\pi d^2} \quad (5.3)$$

avec k une constante de normalisation qui dépend de la luminosité de l'évènement L_0 et des bornes du domaine spectral considéré (E_{\min} , E_{\max}) :

$$L_0 = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{d^2 N}{dE dt} \right) E dE \quad (5.4)$$

$$= \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} kE^{1-\Gamma} dE \quad (5.5)$$

ce qui implique :

$$k = \frac{L_0}{\ln(E_{\max}/E_{\min})} \quad \text{si } \Gamma = 2 \quad (5.6)$$

$$= \frac{(2-\Gamma)L_0}{E_{\max}^{2-\Gamma} - E_{\min}^{2-\Gamma}} \quad \text{sinon} \quad (5.7)$$

On s'intéresse au parcours de chaque photon dans le nuage moléculaire. On notera respectivement M_0 et M_S les points d'entrée et de sortie du nuage, et M le point du nuage où le photon subit la diffusion (unique, par hypothèse). On se place dans le plan qui contient M_0 , M et M_S ¹ (fig. 5.2). On définit un repère orthonormé direct $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ ayant pour origine le centre de \mathcal{S} , tel que l'axe z coïncide avec la direction d'arrivée du photon et que \vec{e}_y soit normal au plan considéré. Dans ce repère, les coordonnées des points M_0 , M et M_S sont notées respectivement (x_0, y_0, z_0) , (x, y, z) et (x_S, y_S, z_S) .

On note λ_1 la distance M_0M parcourue par le photon jusqu'à son point de diffusion, et λ_2 la distance MM_S parcourue par le photon jusqu'à son point de sortie du nuage. Comme M_0 est situé sur la sphère \mathcal{S} et que le choix du repère est tel que $x_0 = x$ et $y_0 = y$, on a :

$$\lambda_1 = z_0 - z = \sqrt{R^2 - x_0^2 - y_0^2} - z = \sqrt{R^2 - x^2 - y^2} - z \quad (5.8)$$

Le flux reçu en M vaut ainsi :

$$F(M) = F_0 e^{-n\sigma_{\text{eff, tot}}\lambda_1} \quad (5.9)$$

où $\sigma_{\text{eff, tot}}$ est la section efficace totale d'interaction entre la matière et le rayonnement (tenant compte de l'absorption photoélectrique et des diffusions Rayleigh et Compton), et n la densité du nuage.

On note θ l'angle de diffusion au point M , c'est-à-dire l'angle entre l'axe z et la droite (MM_S) . Comme $M_S \in \mathcal{S}$ et $x_S = x + \lambda_2 \sin \theta$, $y_S = y$, $z_S = z - \lambda_2 \cos \theta$, on a :

$$(x + \lambda_2 \sin \theta)^2 + y^2 + (z - \lambda_2 \cos \theta)^2 = R^2 \quad (5.10)$$

¹ Ce plan ne contient pas nécessairement le centre du nuage. Par conséquent, la section de nuage qu'il comprend est en toute généralité un cercle de rayon $R' \leq R$.

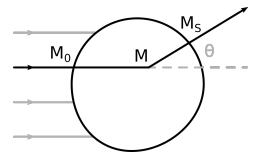


FIGURE 5.2 – Schéma du nuage considéré pour l'approche semi-analytique.

ce qui peut se réécrire sous la forme d'une équation polynomiale du second degré :

$$\lambda_2^2 + 2\lambda_2(x \sin \theta - z \cos \theta) + z^2 - z_0^2 = 0 \quad (5.11)$$

dont l'unique racine positive est :

$$\lambda_2 = -x \sin \theta + z \cos \theta + \sqrt{R^2 - (x \cos \theta + z \sin \theta)^2 - y^2} \quad (5.12)$$

Le flux diffusé selon l'angle θ par un élément de volume $dV = dx dy dz$ centré sur M vaut ainsi en sortie de nuage :

$$\frac{dN}{dE dt d\Omega} = n dV \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} F_0 e^{-n\sigma(\lambda_1 + \lambda_2)} \quad (5.13)$$

Cependant, une fraction des photons est diffusée de manière inélastique via le processus Compton. Il est donc nécessaire de prendre en compte leur changement d'énergie. Pour cela, on peut séparer en deux termes l'équation 5.13, selon le type de diffusion mis en jeu :

$$\frac{dN}{dE dt d\Omega} = \left. \frac{dN}{dE dt d\Omega} \right|_{\text{Rayleigh}} + \left. \frac{dN}{dE dt d\Omega} \right|_{\text{Compton}} \quad (5.14)$$

Le terme correspondant à la diffusion Rayleigh est donné exactement par l'expression 5.13, en prenant $d\sigma/d\Omega = d\sigma_{\text{Rayleigh}}/d\Omega$. Quant au terme correspondant à la diffusion Compton, il vaut :

$$\left. \frac{dN}{dE dt d\Omega} \right|_{\text{Compton}} = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{dE_0}{dE} \frac{d^2 N}{dE_0 dt} n dV \frac{d\sigma_{\text{Compton}}}{d\Omega} e^{-n(\sigma(E_0)\lambda_1 + \sigma(E)\lambda_2)} \quad (5.15)$$

où dE_0/dE est obtenu à partir de l'équation 4.5 :

$$\frac{dE_0}{dE} = \left(1 - \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right)^{-2} \quad (5.16)$$

Le flux total diffusé selon l'angle θ s'obtient par intégration de ces formules sur le volume du nuage afin de tenir compte de toutes les positions possibles du point de diffusion. Pour simplifier cette étape, il est possible d'introduire les coordonnées réduites $u = x/R$, $v = y/R$ et $w = z/R$. Enfin, il est souvent plus commode de remplacer la densité n du nuage par sa densité de colonne au moyen de la relation :

$$n = \frac{N_H}{2R} \quad (5.17)$$

Le préfacteur de l'intégrale se réécrit alors (dans le cas de la diffusion Compton) :

$$\frac{R^2}{8\pi d^2} \left(1 - \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right)^{-2} N_H k E^{-\Gamma} \quad (5.18)$$

Le calcul que nous venons de détailler donne le flux de la composante continue de l'émission réfléchie. Pour obtenir une description complète, il

est nécessaire de prendre également en compte la composante discrète, à savoir celle produite par les raies de fluorescence. On se limitera ici aux raies les plus importantes observationnellement, à savoir la raie Fe K α à 6,40 keV et, secondairement, la raie Fe K β à 7,058 keV.

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, ces deux raies sont produites suite à l'absorption d'un photon par un électron de la couche K d'un atome de fer neutre ou faiblement ionisé. La fraction du flux incident absorbée par la couche K du fer par l'élément de volume dV centré sur M vaut donc :

$$\begin{aligned} \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{abs, Fe K}} &= \int_{E_K}^{+\infty} n_{Fe} dV \sigma_{Fe}(E) F(M) dE \\ &= \delta_{Fe} n dV \int_{E_K}^{+\infty} \sigma_{Fe}(E) F_0(E) e^{-n\sigma(E)\lambda_1} dE \end{aligned} \quad (5.19)$$

Une partie de ces photons absorbés, égale par définition au taux de fluorescence ω_K , va être réémise dans les raies du fer K α et K β , de manière isotrope. Elle subira les effets de l'interaction matière-rayonnement jusqu'à sa sortie du nuage. Le flux correspondant émis selon l'angle θ sera donc :

$$\left. \frac{dN}{dt d\Omega} \right|_{\text{fluo}} = \frac{1}{4\pi} \omega_K \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{abs, Fe K}} e^{-n\sigma(E_{raie})\lambda_2} \quad (5.20)$$

De nouveau, le flux total émis dans les raies de fluorescence du fer selon l'angle θ s'obtient par intégration de cette formule sur le volume du nuage afin de tenir compte de toutes les positions possibles du point d'absorption.

Au final, le flux total reçu sur Terre sera égal à la somme de l'émission continue (processus Rayleigh et Compton) et des raies de fluorescence. Il vaudra donc :

$$\frac{dN}{dt d\Sigma} = \frac{1}{R_0^2} \left(\left. \frac{dN}{dt d\Omega} \right|_{\text{Rayleigh}} + \left. \frac{dN}{dt d\Omega} \right|_{\text{Compton}} + \left. \frac{dN}{dt d\Omega} \right|_{\text{fluo}} \right) \quad (5.21)$$

Il est à noter que les grandeurs obtenues pour les processus de diffusion sont des flux différentiels alors que le calcul pour les raies de fluorescence donne un flux intégré. Il faudra donc, soit intégrer les flux différentiels, soit dériver le flux intégré pour obtenir des grandeurs homogènes, et donc sommables.

5.3 Implémentation du modèle semi-analytique

Les calculs détaillés ci-dessus peuvent être implémentés relativement simplement. Pour ce faire, j'ai choisi le langage Python (version 2.7). Afin de gérer les processus physiques, j'ai eu recours à la bibliothèque `xraylib` (Schoonjans et al., 2011). Écrite en C mais pouvant être utilisée avec bon nombre de langages de programmation (Python, C++, Perl, Fortran, Java...), cette bibliothèque fournit une quarantaine de fonctions permettant d'accéder facilement aux paramètres essentiels de la physique des rayons X contenus dans les bases de données expérimentales, tels que les sections efficaces, les taux de fluorescence et les énergies des seuils d'absorption.

Le nuage est représenté par une grille de points tridimensionnelle générée avec la fonction `mgrid()` de l'extension Python *NumPy* (version 1.10). Par souci de simplicité, j'ai travaillé avec les coordonnées réduites u , v et w introduites ci-dessus, leurs valeurs étant ainsi comprises entre -1 et 1. Chaque coordonnée prend 50 valeurs, ce qui correspond à un pas de 0,04. La densité de colonne N_H et la métallicité Z du nuage, ainsi que l'angle θ entre la ligne de visée, la source de l'illumination et le nuage, sont définis comme paramètres du code. Les rapports d'abondance entre les éléments utilisées sont ceux de Lodders (2003).

Un tableau d'énergies contenant 1000 valeurs, uniformément réparties en logarithme entre 1 et 100 keV, est généré avec la fonction `logspace` de *NumPy*. Les valeurs correspondantes sont données par l'équation suivante :

$$E_i = E_{\min} \left(\frac{E_{\max}}{E_{\min}} \right)^{\frac{i}{n-1}} \quad (5.22)$$

où i varie de zéro à $n - 1$. Ces valeurs correspondent aux bornes de chaque classe (*bin* en anglais). La valeur centrale comprise entre deux valeurs consécutives E_i et E_{i+1} s'obtient en prenant la racine carrée du produit de ces valeurs $\sqrt{E_i E_{i+1}}$. Elle correspond ainsi à la moyenne des indices et non à la moyenne des valeurs.

Le spectre incident est une loi de puissance d'indice spectral Γ normalisée telle que $L_0 = 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande d'énergie allant de 2 à 10 keV. Ces valeurs classiques peuvent être librement modifiées par l'utilisateur au moment de l'utilisation du code.

Le fonctionnement du code se décompose principalement en quatre étapes, implémentant les calculs détaillés précédemment. Il consiste à :

1. calculer, pour chaque point de la grille, la densité de colonne rencontrée par les photons avant ($n\lambda_1$) et après ($n\lambda_2$) leur diffusion au point du nuage correspondant ;
2. calculer le flux émis par l'élément de volume dV centré en ce point à une énergie E donnée, à partir de la densité de colonne rencontrée (étape 1), du spectre incident et des sections efficaces obtenues via `xraylib` ;
3. calculer le flux total émis par le nuage à l'énergie E par sommation sur l'ensemble des points de la grille ;
4. calculer le spectre complet en répétant ces trois étapes pour toutes les valeurs de l'énergie.

Les calculs de l'émission continue et des raies de fluorescence au cours de l'étape 2 sont en pratique séparés. Dans un premier temps, seule la composante continue est considérée. Les raies de fluorescence sont ensuite ajoutées au spectre continu ainsi obtenu. Pour chaque élément considéré, les énergies des raies et du seuil K ainsi que la section efficace de fluorescence sont obtenues en appelant les fonctions de la bibliothèque `xraylib`. Le flux dans la raie est obtenue par intégration du spectre incident au-delà du seuil K (éq. 5.19). Afin de le rendre homogène au flux différentiel de l'émission continue, je l'ai divisé par la largeur de raie, que j'ai supposée constante et valant $\Delta E = 10 \text{ eV}$. En pratique, la largeur apparente de la raie dans les spectres créés avec le modèle dépend directement du degré

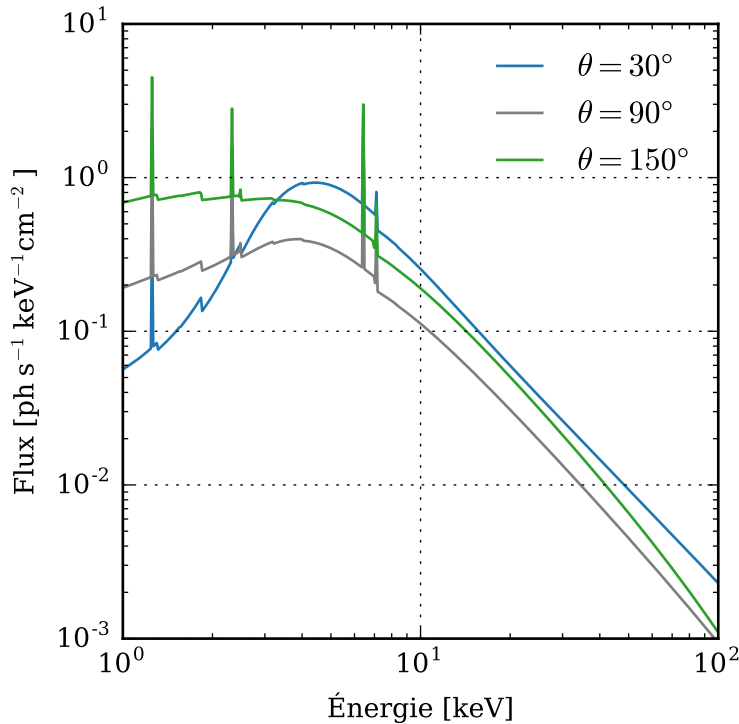


FIGURE 5.3 – Allure du spectre de l’émission réfléchie obtenu à partir du modèle semi-analytique, pour trois valeurs de l’angle de visée et pour un nuage sphérique de densité de colonne $N_H = 2,5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Le spectre incident est une loi de puissance d’indice spectral $\Gamma = 2$. Sont représentées uniquement les raies de fluorescence des trois éléments ayant l’impact le plus significatif (Fe, Mg et S; voir la table 4.1), les autres étant négligées.

de finesse fixé pour la résolution en énergie. La valeur maximale du flux au niveau de la raie reste cependant indépendante de la largeur de cette dernière.

5.4 Résultats obtenus avec le modèle semi-analytique

Différents spectres obtenus avec l’approche semi-analytique décrite ci-dessus sont représentés dans les figures 5.3 et 5.6. J’ai utilisé une loi de puissance d’indice spectral $\Gamma = 2$ pour décrire le spectre incident, conformément aux observations faites en X durs (Terrier et al., 2010; Krivonos et al., 2017). J’ai de plus uniquement considéré les raies de fluorescence des trois éléments ayant l’impact le plus significatif (Fe, Mg et S; voir la table 4.1). Il apparaît que ce traitement permet une reconstruction satisfaisante du spectre de l’émission réfléchie, reproduisant la forte absorption due à l’effet photoélectrique à basse énergie, y compris les seuils d’absorption, les raies de fluorescence, et présentant une allure identique à celle du spectre incident à plus haute énergie ($E > 10 \text{ keV}$).

Le modèle semi-analytique permet d’explorer l’effet de différents paramètres sur le spectre du nuage, tels que l’angle de visée et la densité de colonne du nuage. Trois spectres obtenus pour différentes valeurs de l’angle de visée à densité de colonne constante ($N_H = 2,5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) sont ainsi présentés à la figure 5.3. Ils correspondent à un nuage situé respectivement

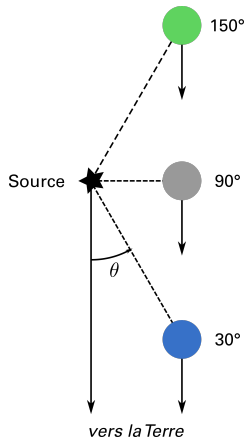


FIGURE 5.4 – Schéma des trois positions considérées pour obtenir les spectres de la figure 5.3.

devant le plan du trou noir ($\theta = 30^\circ$), derrière ($\theta = 150^\circ$) et exactement dans le plan ($\theta = 90^\circ$). Ces trois configurations sont schématisées à la figure 5.4.

Il apparaît que la position du nuage a un effet très fort sur l’allure du spectre. En effet, les trois spectres présentent des variations importantes, notamment à basse énergie ($E < 5$ keV), le spectre obtenu pour $\theta = 30^\circ$ étant par exemple très absorbé dans ce domaine. Cela peut s’expliquer relativement simplement. En effet, à l’origine, les spectres pour $\theta = 30^\circ$ et $\theta = 150^\circ$ doivent être relativement similaires à basse énergie puisque la diffusion, alors de type Thomson, favorise identiquement les diffusions vers l’avant et vers l’arrière. Cependant, lorsque le nuage est situé en avant du trou noir, les photons diffusés doivent traverser une partie importante sinon la totalité (pour $\theta \sim 0^\circ$) du nuage avant d’atteindre l’observateur, ce qui implique une forte absorption à basse énergie. À l’inverse, lorsque le nuage est situé au-delà du plan du trou noir, les photons ne pénètrent que superficiellement dans le nuage avant d’être rétrodiffusés et sont donc significativement moins affectés par l’absorption photoélectrique. Entre ces cas extrêmes, le flux de l’émission réfléchie à basse énergie augmente ainsi avec l’angle de visée. Autour de 5 keV, le cas $\theta = 90^\circ$ est celui qui présente le flux le plus faible, la diffusion Thomson défavorisant les diffusions selon les directions perpendiculaires. À haute énergie, l’effet de la diffusion Compton — qui favorise davantage les diffusions vers l’avant — devient dominant ce qui se manifeste par une baisse du flux au-delà de 50 keV dans le cas $\theta = 150^\circ$ bien perceptible sur la figure 5.3. L’absorption par effet photoélectrique devient également beaucoup moins probable, ce qui explique que le flux du nuage situé à $\theta = 30^\circ$ soit le plus important, les photons pouvant traverser l’intégralité du nuage sans être absorbés.

Le flux dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ suit quant à lui une évolution différente. Il apparaît que le flux atteint un maximum (relativement à l’émission continue sous-jacente) pour $\theta \sim 90^\circ$ (fig. 5.5). Ce motif de variation est indépendant de la valeur de la densité de colonne du nuage. Il est dû à la dépendance en angle de la section efficace différentielle de Thomson, qui implique une émission continue plus importante aux angles proches de 0° et de 180° , et donc un rapport raie sur continu plus faible. L’asymétrie du profil découle directement de l’asymétrie de la section efficace différentielle de la diffusion Compton, qui favorise les diffusions vers l’avant.

Les figures 5.6 et 5.7 illustrent l’effet combiné de la densité de colonne du nuage et de l’angle de visée sur les spectres obtenus avec le modèle semi-analytique. La densité de colonne affecte significativement la valeur du flux de la composante continue, les exemples présentés sur la figure 5.6 présentant des variations de flux d’environ un ordre de grandeur pour une augmentation d’un facteur ~ 3 de la densité de colonne. Comme le montre la figure 5.7, elle affecte également la valeur du flux produit dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ (c’est-à-dire sans tenir compte de l’émission continue sous-jacente) et ce, de manière indépendante de l’angle de visée lorsque la densité de colonne reste faible. L’augmentation du flux avec la densité de colonne, tant pour la composante continue que pour la raie $\text{Fe K}\alpha$ à 6,4 keV, est due à l’augmentation du nombre de particules disponibles pour les interactions (diffusions et fluorescence). Par ailleurs, l’énergie du maximum de la composante continue se déplace également à plus haute énergie lorsque la densité de colonne est plus élevée.

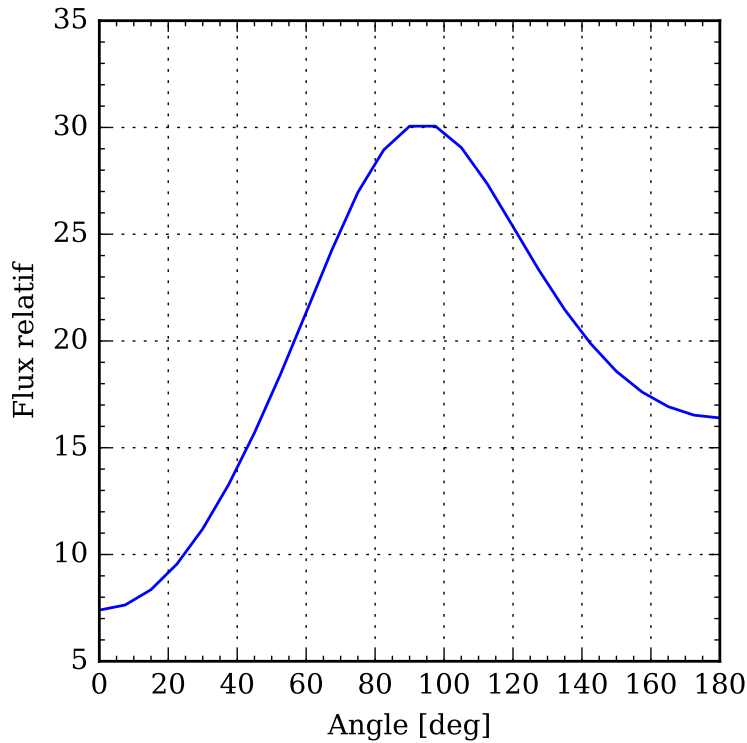


FIGURE 5.5 – Évolution de l'écart relatif (proportionnel à la largeur équivalente) entre le flux dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ et celui de l'émission continue sous-jacente en fonction de l'angle de visée, pour un nuage sphérique de densité de colonne $N_H = 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

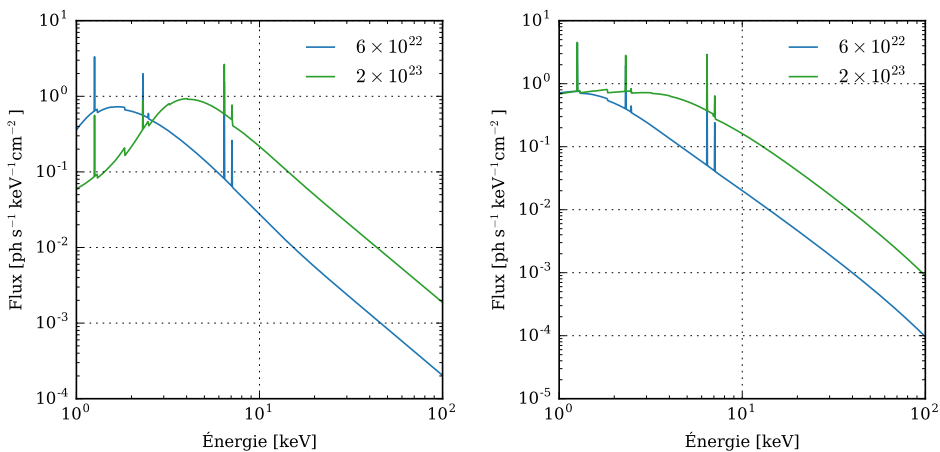


FIGURE 5.6 – Allure du spectre de l'émission réfléchie obtenu à partir du modèle semi-analytique, pour deux valeurs de la densité de colonne du nuage (donnée en cm^{-2}) et pour un angle de visée $\theta = 30^\circ$ (à gauche) et $\theta = 150^\circ$ (à droite).

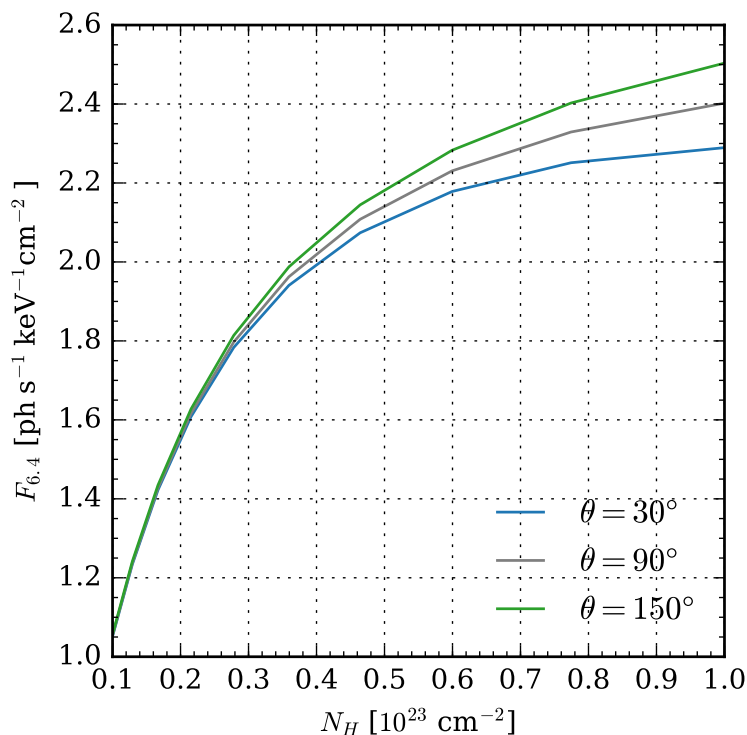


FIGURE 5.7 – Évolution du flux produit par la fluorescence dans la raie Fe K α (sans tenir compte de l'émission continue sous-jacente) en fonction de la densité de colonne du nuage, pour trois valeurs de l'angle de visée.

5.5 Un modèle Monte-Carlo pour les diffusions multiples

Malgré leur intérêt, les résultats issus du modèle semi-analytique doivent être considérés avec précaution dès que la densité de colonne atteint des valeurs trop élevées. Aussi, afin de mieux rendre compte des processus de diffusion, et tout particulièrement des diffusions multiples, mais également afin d'explorer les effets temporels du phénomène de réflexion, j'ai développé un second modèle spectral qui utilise une méthode de Monte-Carlo.

Intérêt des méthodes de Monte-Carlo

Les méthodes de Monte-Carlo sont des méthodes numériques prenant appui sur des tirages aléatoires successifs. Je m'écarterai un instant de la question du spectre de l'émission réfléchi pour illustrer l'idée sous-jacente à ces procédés algorithmiques à l'aide d'un exemple didactique, dans le but d'expliquer en quoi il est particulièrement adapté au problème qui nous intéresse ici. L'exemple en question est adapté de l'aiguille de Buffon et consiste à déterminer une valeur approchée du nombre π au moyen de tirages aléatoires successifs. Pour cela, il suffit de tirer aléatoirement un grand nombre de couples de réels (x, y) compris entre zéro et un. Le nombre de couples tels que $x^2 + y^2 < 1$ divisé par le nombre total de couples tirés donne alors une approximation de $\pi/4$. La convergence de ce rapport vers la valeur réelle de π est en effet garantie par la loi des grands nombres.

La question à se poser est la suivante : pourquoi utiliser une telle méthode de calcul alors qu'il existe de nombreuses façons d'approximer

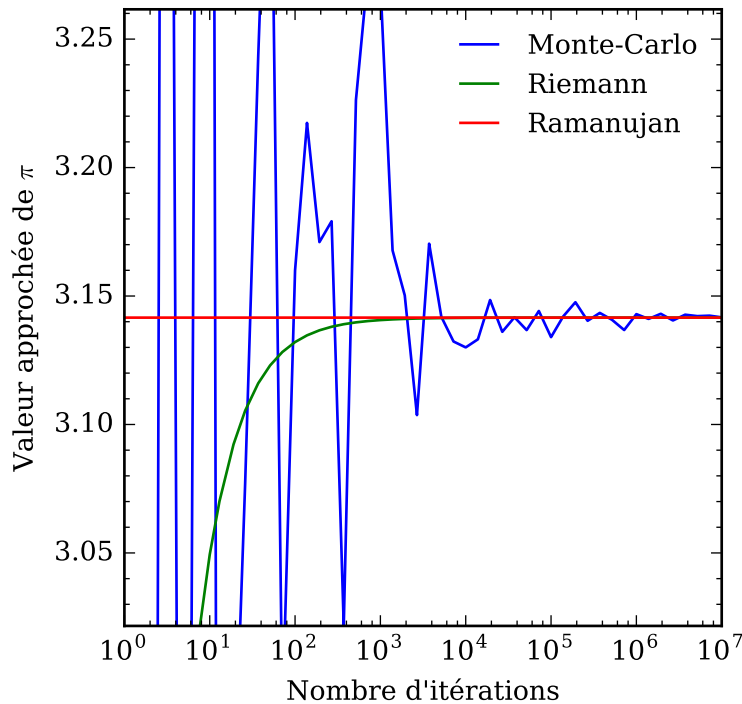


FIGURE 5.8 – Comparaison de la rapidité de convergence de trois méthodes visant à approximer le nombre π . La méthode de Monte-Carlo est très simple à mettre en œuvre mais elle est la plus lente. La méthode utilisant une série de Riemann est plus rapide et reste simple à implémenter. Elle nécessite cependant la connaissance préalable de ce résultat mathématique. La dernière méthode illustre un exemple de série à convergence rapide, donnant les six premières décimales de π dès la première itération. Elle est cependant plus complexe à implémenter et il a fallu tout le génie du mathématicien indien Srinivasa Ramanujan pour en établir la formule...

analytiquement la valeur de π ? La réponse est simple. Les méthodes de Monte-Carlo dispensent de connaître une suite ou une fraction continue convergeant vers π . Il y a donc un bénéfice net du point de vue de la formalisation théorique du problème. De même, dans le cas de la modélisation du spectre de l'émission réfléchie, l'utilisation des méthodes de Monte-Carlo nous permettra ainsi d'échapper à une formalisation analytique complète du problème physique. Cette simplicité formelle peut également se traduire par une plus grande facilité d'implémentation. En contrepartie, elle se paie généralement par un temps de calcul supérieur, ce qui explique qu'il ait fallu attendre que la puissance des ordinateurs devienne suffisante pour que les méthodes de Monte-Carlo soient massivement appliquées aux problèmes de physique et de mathématiques. Ainsi, dans notre exemple inspiré de l'aiguille de Buffon, l'algorithme converge par exemple bien plus lentement que la suite des sommes partielles de la série de Riemann d'indice 2 (fig. 5.8) :

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^2}{6} \quad (5.23)$$

Dans cet exemple, la méthode de Monte-Carlo est donc la moins efficace et il serait peu judicieux de l'utiliser autrement que dans un but illustratif. Il existe cependant bon nombre d'autres problèmes qui ne peuvent pas, ou très difficilement, être traités par des approches analytiques, et pour lesquels les méthodes de Monte-Carlo sont alors d'un précieux secours.

C'est ainsi le cas pour les problèmes de transport de particules, auxquels les méthodes de Monte-Carlo ont historiquement été appliquées en premier par leurs inventeurs, les mathématiciens John von Neumann et Stanislaw Ulam, à la fin de la deuxième guerre mondiale (voir Metropolis, 1987). La modélisation du spectre de l'émission réfléchi qui nous intéresse ici repose sur un problème de ce type. Utiliser la méthode de Monte-Carlo pour le traiter est donc particulièrement indiqué. Cela permet en effet de remplacer avantageusement la résolution d'un coûteux système d'équations d'interaction matière-rayonnement par le tirage de nombres aléatoires suivant des lois de probabilités relativement simples.

Génération de nombres aléatoires

Pour être mises en œuvre, les méthodes de Monte-Carlo nécessitent de disposer d'un générateur de nombres aléatoires. Si plusieurs phénomènes physiques, notamment issus du monde quantique, peuvent fournir des nombres au hasard, il est généralement plus facile d'utiliser un générateur « pseudo-aléatoire ». Ce terme se réfère à des algorithmes qui, bien qu'étant totalement déterministes, sont capables de produire des nombres dont les propriétés se rapprochent de celles des nombres aléatoires. Les générateurs informatiques sont par essence pseudo-aléatoires. Les méthodes de Monte-Carlo sont un domaine où l'utilisation de nombres pseudo-aléatoires à la place de « vrais » nombres aléatoires ne pose pas de problème, contrairement à la cryptographie par exemple.

En pratique, la génération de nombres pseudo-aléatoires se fait en appelant une ou plusieurs fonctions intrinsèques du langage de programmation utilisé. J'ai par exemple utilisé les fonctions de la bibliothèque `random` de Python et de la classe `TRandom3` du logiciel scientifique ROOT (Brun et Rademakers, 1997). Toutes ont pour base l'algorithme Mersenne Twister développé par Matsumoto et Nishimura (1998), qui est l'un des générateurs pseudo-aléatoires les plus utilisés actuellement. Il fournit un excellent compromis entre la qualité des nombres produits et sa rapidité d'exécution.

Les générateurs pseudo-aléatoires peuvent produire toujours la même série de nombres ou une série différente à chaque appel du programme. Dans ce dernier cas, la valeur de l'horloge système de la machine est couramment utilisée comme « graine », c'est-à-dire comme valeur d'initialisation du générateur. J'ai utilisé la méthode `SetSeed(0)` de ROOT qui utilise comme graine un nombre de 128 bits appelé *Universally Unique Identifier* (UUID), partiellement généré à partir de l'horloge système, ce qui garantit que chaque appel du générateur pseudo-aléatoire renvoie une suite de nombres qui ne se répètera pas avant l'an 3400.

L'une des variables aléatoires les plus simples et des plus utilisées est la variable continue distribuée selon la loi uniforme sur l'intervalle $[0,1[$. Elle est particulièrement utile car elle peut être employée pour le tirage de probabilités, mais aussi pour la génération de variables aléatoires suivant d'autres distributions. En effet, la fonction de répartition F d'une variable aléatoire continue X donnant elle-même une variable aléatoire $U = F(X)$ uniforme sur $[0,1[$, il est possible, via la méthode d'inversion, d'utiliser un

changement de variable pour générer les nombres X suivant la loi F à partir de la variable aléatoire U qui suit la loi uniforme :

$$X = F^{-1}(U) \quad (5.24)$$

où F^{-1} est la réciproque de F .

Cela peut notamment être utile pour générer des nombres aléatoires suivant la loi exponentielle, comme nous le verrons par la suite.

5.6 Description générale du code *rayflx*

Le code Monte-Carlo que j'ai écrit dans le but de modéliser le spectre de l'émission X réfléchi s'appelle *rayflx*. Il s'agit d'un code de transport qui simule le parcours d'un grand nombre de photons dans un nuage moléculaire, depuis leur création au niveau d'une source jusqu'à leur disparition ou leur sortie du système.

Un tel code n'est pas nouveau en soi et d'autres modèles décrivant une physique similaire ont déjà été développés. On peut citer par exemple les modèles *pegrav* écrit par Magdziarz et Zdziarski (1995) et *MyTorus* développé par Murphy et Yaqoob (2009). Cependant, ces modèles sont conçus pour l'étude des noyaux actifs de galaxie et ont donc une géométrie de bloc ou de disque épais, inadaptée à l'étude des nuages de la zone moléculaire centrale, a priori plutôt sphériques ou filamentaires. Il s'agit de leur principale limitation pour être utilisés ici, puisque la géométrie du problème est l'aspect le plus important pour nous en vue de reconstruire la courbe de lumière passée de Sgr A*.

D'autres modèles Monte-Carlo, davantage adaptés à la morphologie des nuages étudiés, existent cependant. L'approche que j'ai suivie est par exemple très proche de celle de Leahy et Creighton (1993), mais ces auteurs placent la source d'illumination au centre du nuage moléculaire, supposé sphérique. De même, la géométrie figée (un nuage cylindrique éclairé sous un angle de 90°) du modèle développé par Murakami et al. (2000) pour étudier l'émission réfléchi de Sgr B2 est trop limitée pour être utilisée ici.

Plusieurs codes Monte-Carlo proposant une modélisation plus réaliste et plus complète du phénomène de réflexion ont été développés récemment. On peut notamment citer les travaux de Odaka et al. (2011), Molaro, Khatri et Sunyaev (2016), Walls et al. (2016) et Churazov et al. (2017b). Le code de Walls et al. (2016) est le seul à avoir été utilisé pour contraindre la position d'un nuage moléculaire (Sgr B2) par ajustement spectral. C'est dans le prolongement de ce travail que s'inscrit cette thèse. C'est pourquoi ce code a notamment été utilisé pour ajuster les données *XMM-Newton* et *Chandra* disponibles lorsque *rayflx* n'était pas encore développé (cf. chapitre 6).

Plusieurs raisons ont motivé l'écriture d'un nouveau code pour prolonger le travail de Walls et al. (2016) plutôt que l'utilisation du modèle écrit par ces auteurs. La principale d'entre elles est l'implémentation des aspects temporels permettant d'étudier l'évolution du signal de réflexion au cours du temps. Cette dimension est malheureusement perdue dans le modèle de Walls et al. (2016). Il s'agit du principal atout et de la principale nouveauté du code *rayflx*. Un certain nombre de choix d'implémentation

ont également été optimisés par rapport au modèle de Walls et al. (2016), notamment via le recours à la programmation orientée objet et l'utilisation de tous les photons simulés pour l'exploitation des résultats². Cela permet un meilleur échantillonnage angulaire des photons. La normalisation du modèle a également été choisie de façon à pouvoir en déduire beaucoup plus facilement la luminosité de la source.

² Le code de Walls utilise un « observateur » pour déterminer quels photons sont enregistrés. De ce fait, une grande partie des photons simulés (et donc du temps de calcul) est perdue. La dimension angulaire de cet observateur introduit de plus un effet systématique important dans la distribution simulée des angles des photons.

³ Le code laisse néanmoins la possibilité de placer le nuage ailleurs, notamment dans le cas où plusieurs nuages seraient simulés en même temps.

Implémentation

Le code *rayflX* se place dans un repère cartésien absolu dont le nuage occupe le centre³. L'histoire de chaque photon est générée à partir de tirages aléatoires modélisant les différentes probabilités d'interaction avec la matière ainsi que la distance parcourue par le photon entre deux interactions successives. Comme nous l'avons vu au chapitre 4, les interactions physiques à prendre en compte pour étudier le phénomène de réflexion X sont au nombre de trois. Il s'agit de l'absorption photoélectrique, de la fluorescence et des diffusions Rayleigh et Compton. L'algorithme du code est résumé à la figure 5.9. J'en donnerai une description détaillée au paragraphe suivant.

Pour l'écriture de *rayflX*, j'ai choisi d'utiliser le langage C++ qui présente les avantages d'être de bas niveau et d'être nativement adapté à la programmation orientée objet. Ce choix de paradigme était important afin d'assurer une grande modularité du code, permettant d'implémenter facilement plusieurs configurations du problème, que ce soit dans la version actuelle ou dans les versions qui suivront ce travail de thèse. *rayflX* se limite en effet pour l'instant à étudier un nuage sphérique homogène, mais on peut penser à l'implémentation future d'autres géométries de nuage, notamment filamentaire. Différents types de sources d'illumination ont par ailleurs pu être testés avec succès grâce à l'architecture orientée objet du code : rayon unidirectionnel, source ponctuelle isotrope, faisceau parallèle. Le code est ainsi organisé autour des quatre classes principales suivantes :

- *Source*, classe abstraite dont héritent les différents types de sources d'illumination ;
- *Cloud*, classe abstraite dont héritent les différents types de nuages ;
- *Interaction*, classe abstraite dont héritent les différents types d'interactions physiques (absorption et diffusions) ;
- *Photon*, classe permettant d'instancier des objets de type « photon ».

Le choix du langage C++ m'a également permis de pouvoir m'appuyer naturellement sur le logiciel scientifique ROOT (Brun et Rademakers, 1997). Ce programme est en effet développé en C++ par le CERN pour l'analyse de données en physique des particules. Il peut cependant être appliqué à un grand nombre d'autres domaines. En l'occurrence, il présente plusieurs avantages qui ont motivé son utilisation dans le projet *rayflX*. Tout d'abord, il offre un format de fichier bien adapté à la sauvegarde des données issues des simulations. Celles-ci produisent en effet des listes de photons comprenant plusieurs propriétés telles que leur position ou leur énergie. Le recours au format ASCII pour les stocker serait très coûteux en espace mémoire. Le format binaire `.root` est de ce point de vue beaucoup plus avantageux. De surcroît, ROOT propose une bibliothèque de fonctions dont certaines sont spécifiquement utiles au problème de transport Monte-Carlo, à l'instar des méthodes de génération de nombres pseudo-aléatoires déjà évoquées

et des fonctions de gestion de données de type vectoriel. La puissance du logiciel pour visualiser et étudier des données de type liste d'évènements a également été un précieux atout dans les phases de développement. Enfin, ROOT offre la possibilité d'être utilisé facilement avec Python, que j'ai conservé comme langage d'analyse des résultats des simulations. J'ai pour cela utilisé la bibliothèque `root_numpy`⁴.

⁴ scikit-hep.org/root_numpy

Suivi des photons

Comme le montre la figure 5.9, l'algorithme de *rayflX* suit plusieurs étapes correspondant au transport des photons et à leur interaction avec la matière du nuage, supposé sphérique et homogène dans la version actuelle du code. Les photons sont suivis dans un repère cartésien absolu au moyen de leurs coordonnées (x, y, z) . Le code contient principalement deux boucles. La première est appelée à chaque génération d'un nouveau photon. La seconde, incluse dans la première, gère la propagation de chaque photon à l'intérieur du nuage. Elle est appelée jusqu'à ce que le photon quitte le nuage ou soit absorbé sans produire de fluorescence.

La création des photons se fait via la classe abstraite *Source*, qui a notamment pour attributs la position (x_*, y_*, z_*) de la source, ses dimensions (lorsqu'elle est étendue) et son spectre. Le spectre est implémenté sous forme d'une fonction grâce à la classe *TF1* de ROOT. Un seul type spectral existe dans la version actuelle de *rayflX*, il s'agit de la loi de puissance. Les paramètres du spectre sont dans ce cas l'indice spectral Γ et les bornes du domaine d'énergie simulé, E_{\min} et E_{\max} . La normalisation du spectre dépend alors simplement du nombre N de photons simulés.

La classe *Source* se décline en trois classes filles :

- *PencilBeam*, qui correspond à un rayon.
- *ParallelBeam*, qui correspond à un faisceau parallèle.
- *PointSource*, qui correspond à une source ponctuelle isotrope.

La méthode `emitPhoton()` est commune à la classe abstraite *Source* et à ses trois classes filles. Elle permet de générer un photon en tirant aléatoirement :

- sa position dans le plan de la source lorsque celle-ci est étendue (faisceau parallèle) ;
- sa direction dans le cas d'une source ponctuelle (divergente) ;
- son énergie, obtenue à partir de la distribution spectrale de la source en utilisant la méthode `TF1::GetRandom()` de ROOT.

Le photon ainsi généré est en pratique instancié grâce à la classe *Photon*, qui possède notamment pour attributs :

- la position (x, y, z) du photon ;
- sa direction (u, v, w) ;
- son énergie E ;
- son temps de vol t .

La classe *Photon* est dotée des méthodes permettant la manipulation de ces attributs, et notamment des méthodes `rotate()` et `translate()` qui permettent le transport du photon. En particulier, la méthode de rotation des

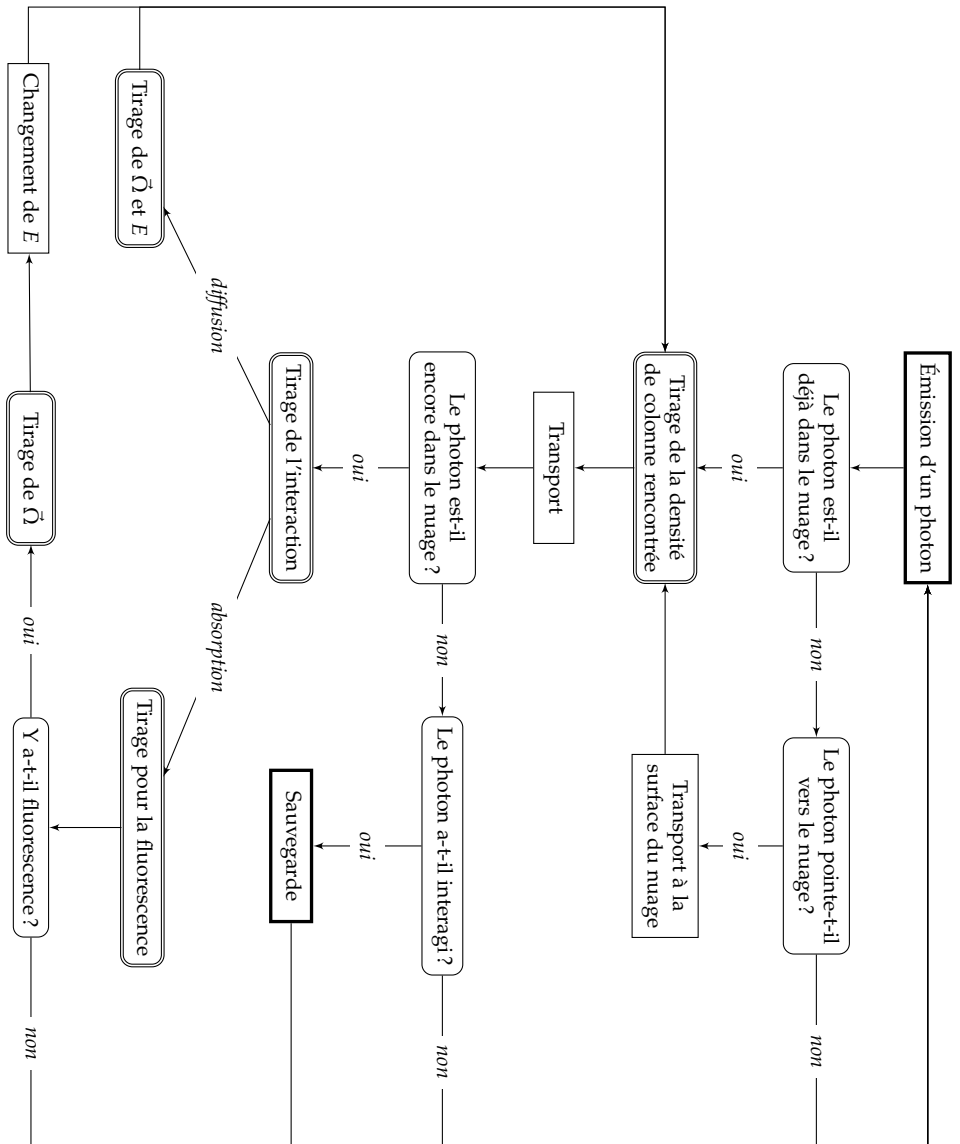


FIGURE 5.9 – Schéma de fonctionnement du code raytrX.

photons a été implémentée en suivant le formalisme des cosinus directeurs (Carter et Cashwell, 1975) et non en appelant les fonctions disponibles dans le logiciel ROOT. Ce choix a été fait avec l'idée d'une prise en compte de la polarisation des photons dans une version ultérieure du code (Peplow, 1999). Les équations utilisées pour la rotation sont donc les suivantes :

$$\begin{aligned} u' &= u \cos \theta + (uw \cos \phi - v \sin \phi) \frac{\sin \theta}{\sqrt{1-w^2}} \\ v' &= v \cos \theta + (uw \cos \phi + u \sin \phi) \frac{\sin \theta}{\sqrt{1-w^2}} \\ w' &= w \cos \theta - \cos \phi \sin \theta \sqrt{1-w^2} \end{aligned} \quad (5.25)$$

avec (u', v', w') les nouvelles coordonnées, (u, v, w) les anciennes coordonnées après une diffusion de colatitude θ et de longitude ϕ .

Ces équations divergent lorsque $|w| \sim 1$. Dans ce cas, on adopte alors les expressions alternatives suivantes (en pratique pour $|w| > 1 - 10^{-6}$; Carter et Cashwell, 1975) :

$$\begin{aligned} u' &= \sin \theta \cos \phi \\ v' &= \sin \theta \sin \phi \\ w' &= \cos \theta \frac{w}{|w|} \end{aligned} \quad (5.26)$$

La méthode `translate()` de la classe `Photon` reçoit en argument la distance s à faire parcourir au photon. Lorsque le photon est généré en dehors du nuage, cette méthode est appelée une première fois par la méthode `goToSurf()` de la classe `Cloud` afin de déplacer le photon jusqu'à son point d'entrée dans le nuage. Cette méthode vérifie au préalable que le vecteur direction du photon pointe bien vers le nuage. Elle est implémentée à partir de calculs analytiques pour un nuage sphérique dans la version actuelle du code.

Une fois dans le nuage, la distance parcourue par le photon est déterminée à partir des classes filles de la classe abstraite `Interaction`, qui ont en commun la méthode `updatePhoton()` chargée de mettre à jour les différents paramètres du photon (position, direction, énergie, temps de vol) selon l'interaction qu'il a subie. La détermination de l'interaction subie se fait en calculant la distance parcourue jusqu'à la prochaine interaction pour l'ensemble des interactions possibles, puis en sélectionnant la plus faible de ces valeurs. Pour optimiser l'implémentation, j'ai préféré remplacer la distance parcourue s par la densité de colonne rencontrée le long du chemin correspondant. Ces deux quantités sont égales à un facteur près ($N_H = n \times s$), la densité n du nuage étant supposée uniforme.

La méthode `nHToInter()` est chargée du calcul de la densité de colonne rencontrée par les photons jusqu'à leur prochaine interaction. Elle tire pour cela des variables aléatoires distribuées selon la loi exponentielle. En effet, la distribution des distances parcourues par un photon entre deux interactions successives (et donc également celle des densités de colonnes rencontrées) doit rester inchangée au cours du temps, tendre vers zéro pour un intervalle de temps infiniment petit et ne pas dépendre des événements précédents. Ces trois conditions, dites de stationnarité, de séparabilité et d'absence de

mémoire, impliquent que la densité de probabilité des variables de distance s et de densité de colonne N_H suivent la loi exponentielle.

Le tirage de nombres aléatoires suivant la loi exponentielle se fait en pratique à partir de la loi uniforme sur $[0,1[$ via la méthode d'inversion évoquée plus haut. La fonction de répartition de la loi exponentielle étant $F(x) = 1 - e^{-x/\ell}$, on en déduit :

$$\begin{aligned} U &= 1 - e^{-X/\ell} \\ X &= -\ell \ln(1 - U) \end{aligned} \quad (5.27)$$

Cette expression peut se réécrire $X = -\ell \ln(U)$, U et $1 - U$ étant égaux au sens des variables aléatoires. Pour obtenir des nombres aléatoires suivant la loi exponentielle, il suffit donc de prendre le logarithme de nombres tirés selon la loi uniforme sur $[0,1[$ et de le multiplier par $-\ell$. On a ici $\ell = 1/n\sigma$. Le changement de variable consistant à substituer la densité de colonne rencontrée à la distance parcourue permet de s'affranchir judicieusement du facteur densité n dans ce calcul. Ce choix est notamment avantageux au cas où des profils de densité non uniformes seraient modélisés dans les prochaines versions du code.

Les sections efficaces utilisées sont des sections efficaces effectives, c'est-à-dire pondérées par les abondances des éléments. J'ai utilisé le travail de Asplund et al. (2009) afin de déterminer ces dernières pour une métallicité solaire.

Diffusions

Une des classes filles de la classe Interaction correspond au cas de la diffusion isotrope, c'est-à-dire équiprobable dans toutes les directions. Dans ce cas, la méthode `updatePhoton()` tire deux nombres aléatoires U_1 et U_2 selon la loi uniforme sur $[0,1[$ afin de générer les angles de diffusion correspondants donnés en argument à la méthode `rotate()` de la classe Photon. En pratique, on préfère souvent introduire le paramètre μ défini par $\mu = \cos \theta$, qui est ainsi tiré entre -1 et 1 :

$$\mu = \cos \theta = 1 - 2U_1 \quad (5.28)$$

$$\phi = 2\pi U_2 \quad (5.29)$$

Deux autres classes filles existent et correspondent aux diffusions Rayleigh et Compton. Dans ce cas, l'angle ϕ est généré aléatoirement selon la même loi que dans le cas isotrope. En revanche, l'angle θ est alors tiré à partir de la section efficace différentielle de la diffusion implémentée sous forme de fonction `TF1`, créée en appelant la fonction `xraylib` correspondante. La génération de nombres aléatoires suivants une distribution donnée par une fonction `TF1` est possible grâce à la méthode `TF1::GetRandom()` de `ROOT`.

L'hydrogène et l'hélium étant à l'origine de la quasi-totalité des diffusions Rayleigh et Compton (table 4.2), seuls ces deux éléments ont été considérés dans le calcul des sections efficaces de diffusion. La totalité de l'hydrogène a été considérée comme étant sous forme moléculaire (H_2). Suivant la prescription de Sunyaev, Uskov et Churazov (1999), j'ai donc multiplié par deux la section efficace Rayleigh de l'hydrogène.

Absorption et fluorescence

Lorsqu'un photon est absorbé, la méthode `updatePhoton()` de la classe `Absorption` compare son énergie à celle du seuil K du fer ($E_K = 7,112$ keV). Dans le cas où $E < E_K$, l'émission de fluorescence n'est pas possible et le photon est « tué » avec la méthode `kill()`. Il quitte la boucle de simulation et le photon suivant est généré. À l'inverse, si $E > E_K$, un test est effectué afin de savoir quel atome a absorbé ce photon. Si celui-ci est un atome de fer, la production ou non d'un photon de fluorescence est déterminée en tirant un nombre aléatoire U selon la loi uniforme sur $[0,1[$ et en le comparant au taux de fluorescence $\omega_K = 0,3545$ (loi de Bernoulli). Si $U < \omega_K$, un photon de fluorescence est généré. Son énergie (6,40 keV si $K\alpha$ ou 7,058 keV si $K\beta$) est déterminée par un second tirage aléatoire suivant la loi de Bernoulli. Afin de simplifier le traitement de la fluorescence, le nouveau photon n'est pas créé *ex nihilo* mais obtenu en modifiant le photon absorbé original (changement de son énergie et de son vecteur direction correspondant à une diffusion isotrope). Tous les cas ne conduisant pas à la fluorescence du fer attendue entraînent ainsi la « mort » du photon initial.

Nombre de photons générés

Le nombre de photons générés est un argument du programme principal `main`. Il influe directement sur la précision des résultats obtenus. En effet, le principe des simulations Monte-Carlo consiste à déterminer les grandeurs d'intérêt en calculant leur moyenne à partir d'un très grand nombre de tirages. L'écart-type associé varie alors comme $1/\sqrt{N}$, et il faut donc multiplier par quatre le nombre de photons simulés pour doubler la précision des résultats. Bien sûr, générer quatre fois plus de photons implique malheureusement un temps de calcul quatre fois plus long... Afin de générer le plus grand nombre de photons possible en un temps raisonnable, j'ai donc utilisé l'ordonnanceur `PBS Job Array` qui permet de répartir plusieurs tâches sur les processeurs de la grappe de serveurs du laboratoire APC. Chaque tâche génère un fichier `.root` pour les mêmes paramètres d'entrée et ceux-ci sont fusionnés a posteriori avec la commande `hadd` de ROOT⁵.

5.7 Sauvegarde des photons et tables XSPEC

Seuls les photons ayant interagi au moins une fois avec la matière du nuage nous intéressent. En effet, dans le cadre de cette thèse, l'émission prompte associée aux événements à l'origine des échos n'est pas étudiée. Par conséquent, tous les photons ne vérifiant pas cette condition, ainsi que les photons absorbés n'ayant pas généré d'émission de fluorescence, sont « tués » avec la méthode `kill()`. Cette méthode a simplement pour rôle de modifier un fanion booléen indiquant le statut du photon (vivant ou mort).

Correction du temps de vol des photons

Les photons quittant le nuage ne sont pas suivis au-delà de ce dernier. Cela signifie que leur dernière position enregistrée correspond à leur point de sortie à la surface du nuage. Il en va de même pour leur temps de vol. Or, pour déterminer simplement le temps d'arrivée des photons au niveau

⁵ J'ai vérifié que le recours au calcul distribué n'induisait pas de problème de répétition de la graine du générateur pseudo-aléatoire en comparant les premières lignes des fichiers de sortie avec la fonction `Scan()` de ROOT, dans le but de m'assurer que les mêmes séries de nombres ne se répétaient pas. C'était effectivement le cas, comme on pouvait l'espérer en utilisant la méthode `SetSeed(0)` de ROOT décrite supra.

de l'observateur, tous les photons doivent être considérés comme partants du plan tangent au nuage faisant face à ce dernier. Puisqu'il serait difficile de tenir compte de cet effet a posteriori, j'ai corrigé le temps de vol des photons avant sauvegarde, en ajoutant le temps de vol t_{corr} nécessaire pour ramener les photons dans le plan tangent, c'est-à-dire :

$$ct_{\text{corr}} = R - \overrightarrow{OM_S} \cdot \overrightarrow{\Omega} \quad (5.30)$$

avec O le centre du nuage (supposé sphérique ici), M_S le point de sortie du photon à la surface du nuage, et $\overrightarrow{\Omega}$ le vecteur direction du photon.

Sauvegarde au format ROOT

Une fois le temps de vol du photon corrigé, la méthode `save()` est appelée si celui-ci est « vivant ». Cette méthode enregistre les paramètres du photons (position, direction, énergie initiale, énergie finale, temps de vol et nombre de diffusions) dans un `TNtuple ROOT`, sauvegardé dans un fichier `.root` à la fin de l'exécution du code.

Les fichiers obtenus sont directement exploitables à l'aide de l'interface de visualisation de ROOT. Cela permet une première exploration des résultats et un contrôle du bon fonctionnement du code *rayflX*. Pour une analyse plus poussée, j'ai importé ces fichiers sous forme de tableaux dans Python grâce à la bibliothèque `root_numpy`.

Création de tables XSPEC

⁶ astropy.org

Afin de pouvoir ajuster les données observationnelles avec les spectres simulés en utilisant *rayflX*, j'ai créé des tables XSPEC à partir des fichiers ROOT. Ces tables sont générées sous Python à l'aide de la bibliothèque `astropy`⁶. Elles sont ensuite sauvegardées sous la forme de fichiers FITS (Wells, Greisen et Harten, 1981), selon un format très spécifique exigé par XSPEC (Arnaud, 2005). Une fois produites, ces tables sont importées dans le logiciel *Sherpa* avec la commande `load_table_model` pour être comparées aux données.

Les tables XPSEC contiennent un ensemble des spectres correspondant à un jeu de n paramètres. Un spectre est ainsi associé à chaque n-uplet de paramètres, noté de façon générique $(\alpha_i, \beta_j, \gamma_k, \dots)$. Chaque spectre étant lui-même un histogramme de l'énergie des photons, c'est-à-dire un tableau à p éléments, où p est le nombre d'intervalles du découpage en énergie considéré, on imagine sans peine la complexité d'une telle table. Son remplissage doit notamment être fait avec précaution. Lors des ajustements spectraux, les logiciels XSPEC et *Sherpa* interpolent la grille obtenue pour parvenir à déterminer le spectre associé à n'importe quelle valeur des paramètres.

Dans notre cas, en l'absence pour le moment de simulations où l'indice spectral et la métallicité varient, seuls deux paramètres sont considérés ($n = 2$). Il s'agit du cosinus de l'angle entre le nuage, la source et l'observateur, et le logarithme en base 10 de la densité de colonne N_H du nuage. L'utilisation du cosinus plutôt que directement de l'angle est plus commode compte tenu des dépendances du problème. De même, celle du logarithme et non directement de la densité de colonne permet de ne pas avoir à gérer une interpolation à partir d'une grille logarithmique.

Chaque simulation est générée pour une valeur de densité de colonne fixée. C'est le nombre de simulations générées pour des valeurs de N_H qui fixe donc la taille de la grille pour ce paramètre. J'ai considéré 20 valeurs de densités de colonne, comprises entre $6,8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et 10^{25} cm^{-2} . Pour chaque fichier, les grilles en cosinus et en énergie sont créées simultanément avec la fonction `histogram2d` de la bibliothèque Python *NumPy*. J'ai pour cela utilisé un découpage en cosinus en 20 intervalles, et un découpage en énergie en 149 intervalles (entre $\sim 0,7$ et 12 keV).

Les tests que j'ai réalisés ont montré que les tables XSPEC doivent vérifier certaines conditions pour pouvoir être exploitables. En particulier, le découpage en énergie choisi doit idéalement faire correspondre la valeur de l'énergie de la raie $\text{Fe K}\alpha$ avec le centre d'un intervalle afin de minimiser le biais d'échantillonnage en énergie. En effet, la flux très important dans cette raie guide en grande partie l'ajustement spectral et celui-ci peut être perturbé si la raie n'est pas reconstruite à la bonne énergie. Le découpage en cosinus de l'angle de visée doit également ne pas être trop fin, le nombre de photons dans chaque intervalle devant être suffisamment grand pour éviter que le bruit d'échantillonnage ne soit amplifié par l'interpolation du modèle lors de l'ajustement avec *Sherpa*. La vérification de ce critère dépend aussi évidemment du nombre total de photons générés. Pour les simulations présentées au chapitre 7, $2,5 \times 10^{10}$ ont été générés.

Normalisation des tables XSPEC

Les fichiers ROOT obtenus sont des listes de photons. Les spectres générés à partir de ces fichiers sont donc simplement des histogrammes de l'énergie des photons. Pour convertir un nombre de photons par intervalle d'énergie en unité de flux, il est nécessaire d'exprimer le nombre de photons tirés aléatoirement dans nos simulations Monte-Carlo en fonction de la luminosité de la source d'illumination.

On rappelle que dans le cas où la source a un spectre en loi de puissance d'indice spectral Γ , on a :

$$\frac{d^2N}{dEdt} = kE^{-\Gamma} \quad (5.31)$$

où k est une constante de normalisation qui, en supposant $\Gamma = 2$ afin de simplifier son expression⁷, vaut :

$$k = \frac{L_0}{\ln(E_{\max}/E_{\min})} \quad (5.32)$$

où L_0 est la luminosité de la source dans la bande d'énergie comprise entre E_{\min} et E_{\max} .

Le flux de photons reçu au niveau du nuage, supposé sphérique, en provenance de la source d'illumination (p. ex. Sgr A*) vaut alors :

$$F_0 = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{d^2N}{dEdt} \pi R^2 = \left(\frac{R}{2d}\right)^2 \frac{d^2N}{dEdt} \quad (5.33)$$

où d est la distance entre le nuage et la source, et R le rayon du nuage (on suppose $R \ll d$).

⁷ L'expression pour les autres valeurs de l'indice spectral a été donnée à l'équation 5.7.

Le nombre de photons reçus par le nuage pendant un temps Δt et dans la bande d'énergie comprise entre E'_{\min} et E'_{\max} vaut donc :

$$N_{\text{ph}} = \int_0^{\Delta t} \int_{E'_{\min}}^{E'_{\max}} \left(\frac{R}{2d} \right)^2 \frac{d^2 N}{dE dt} dE dt \quad (5.34)$$

$$= \Delta t \left(\frac{R}{2d} \right)^2 \frac{L_0}{\ln(E_{\max}/E_{\min})} \left(\frac{1}{E'_{\min}} - \frac{1}{E'_{\max}} \right) \quad (5.35)$$

C'est cette dernière relation qui permet d'exprimer L_0 en fonction de $N_{\text{ph}}/\Delta t$, c'est-à-dire de relier le nombre de photons générés avec *rayflX* à la luminosité de la source correspondante.

Toutefois, la normalisation doit également tenir compte de la distance entre le centre galactique et la Terre, ce qui n'est pas encore le cas. En effet, le flux contenu dans les tables XSPEC doit être exprimé en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. L'élément de surface de la sphère s'écrit $d\Sigma = r^2 \sin \theta d\theta d\phi$, ce qui donne ici $d\Sigma = 2\pi R_0^2 d\mu$ (on pose $\mu = \cos \theta$), d'où :

$$\frac{dN_{\text{obs}}}{d\Sigma dt} = \frac{1}{2\pi R_0^2 d\mu} \frac{N_{\text{ph}}}{\Delta t} \quad (5.36)$$

Pour la création des tables XSPEC, j'ai pris $R_0 = 8 \text{ kpc}$. Le découpage en cosinus comprenait 20 intervalles régulièrement espacés, soit $d\mu = 0,1$, et la table a été normalisée pour un nuage de rayon 1 pc situé à une distance 50 pc de la source d'illumination. La luminosité de la source, pour un nuage de rayon R situé à une distance d de celle-ci, se déduit donc de la normalisation du modèle ajustée aux données de la façon suivante :

$$L_{2-10} = \text{norm} \times \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right)^{-2} \left(\frac{d}{50 \text{ pc}} \right)^2 10^{39} \text{ erg s}^{-1} \quad (5.37)$$

5.8 Tests et résultats obtenus avec *rayflX*

Comme nous l'avons vu à la section 5.2, il est possible de décrire analytiquement le spectre de réflexion attendu pour un nuage sphérique de densité uniforme, à condition que sa densité de colonne reste faible. La comparaison des spectres obtenus avec l'approche analytique et avec *rayflX* peut donc permettre de vérifier la cohérence de ce dernier. La comparaison avec le modèle Monte-Carlo développé par Walls et al. (2016) est également possible dans ce but.

Les spectres obtenus selon ces trois approches sont comparés à la figure 5.10. Le spectre obtenu avec *rayflX* est en excellent accord avec le modèle analytique pour une faible valeur de la densité de colonne du nuage ($N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$). L'ensemble des propriétés spectrales liées à la position du nuage et à sa densité de colonne sont donc identiques avec le modèle *rayflX*. La divergence au niveau de l'intensité des raies de fluorescence n'est pas significative dans la mesure où leur implémentation dans le modèle analytique présente plusieurs défauts, donnant d'ailleurs un intérêt supplémentaire au recours aux méthodes de Monte-Carlo. Le modèle de Walls et al. (2016) montre un léger écart avec l'approche analytique, probablement due à une erreur de calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh de

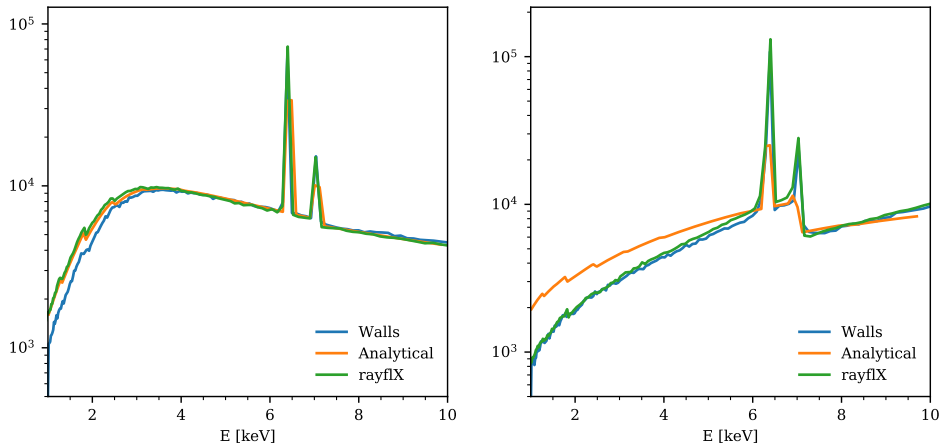


FIGURE 5.10 – Comparaison des spectres obtenus avec l’approche analytique et les modèles Monte-Carlo *rayflX* et Walls et al. (2016), pour un angle de visée $\theta = 90^\circ$ et une densité de colonne $N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (à gauche) et $N_H = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ (à droite). Les modèles ont été lus à partir des tables XSPEC associées. Les flux (en $\text{ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) ont été normalisés à $E = 8 \text{ keV}$.

l’hydrogène, comme semble le suggérer le code source publié ultérieurement par Walls (2017). L’effet est toutefois limité et n’est probablement pas rédhibitoire. Lorsque la densité de colonne est beaucoup plus élevée ($N_H = 10^{25} \text{ cm}^{-2}$), les deux modèles produisent des spectres comparables et logiquement éloignés du modèle analytique, qui montre alors ses limites. Les spectres qu’ils génèrent montrent des excès à gauche des raies de fluorescence, dus à l’« épaule Compton » (*Compton shoulder*). Cette structure provient de la diffusion Compton des photons émis dans les raies $\text{Fe K}\alpha$ et $\text{Fe K}\beta$. Il est très intéressant de l’inclure dans les simulations car elle aura un fort potentiel de diagnostic des paramètres physiques de la réflexion dès lors qu’elle sera accessible aux observations (Odaka et al., 2016), par exemple avec les missions *XRISM* et *ATHENA*.

Nous avons avancé plus haut l’idée que les modifications du spectre avec à la position du nuage s’expliqueraient notamment par la variation de la profondeur de pénétration des photons dans le nuage. Le code Monte-Carlo permet de valider cette hypothèse, en donnant accès à la position du point de première diffusion. La figure 5.11 présente la distribution de la coordonnée selon l’axe z de ce point de première diffusion, pour deux valeurs du cosinus de l’angle de diffusion. Elle permet de confirmer que, dans le cas où le nuage est situé très en arrière de la source d’illumination ($\mu < -0,9$), les photons sont essentiellement diffusés dans l’hémisphère proximal du nuage et en moyenne à $z \sim -0,6R$. À l’inverse, lorsque le nuage est situé très en avant de la source d’illumination ($\mu > 0,9$), les photons sont diffusés identiquement dans les deux hémisphères du nuage.

Le modèle *rayflX* présente donc un excellent accord avec le modèle analytique (pour de faibles densités de colonne) et avec le modèle de Walls et al. (2016), par rapport auquel il offre des possibilités supplémentaires. Malheureusement, par manque de temps pour produire les simulations correspondantes, je n’ai pas pu tester les effets de paramètres supplémentaires, tels que l’indice spectral du spectre incident, ainsi que la métallicité, la géométrie et le profil de densité du nuage. De même, la capacité à faire des images de l’émission de réflexion avec le modèle n’a été qu’ébauchée

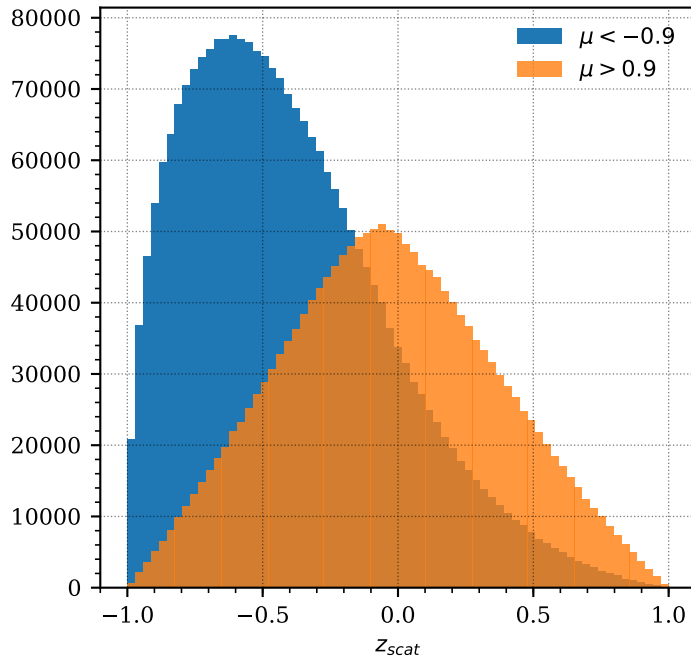


FIGURE 5.11 – Distribution des points de première diffusion sur l’axe z (en unités de R) pour deux gammes de valeurs du cosinus de l’angle de diffusion $\mu = \cos \theta$. La densité de colonne du nuage est ici $N_H = 2,2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$.

(fig. 5.12). Tous ces éléments pourront faire l’objet de développements ultérieurs.

5.9 Application de *rayflX* à Sagittarius B2

Comme je l’ai expliqué en début de chapitre, l’idée centrale qui motive le développement de modèles spectraux Monte-Carlo est d’utiliser ces modèles afin de contraindre les paramètres clés du phénomène de réflexion qui sont encodés dans les spectres observés. La position du nuage par rapport à l’observateur et à la source de l’illumination est notamment l’observable la plus importante en vue de tenter de reconstruire la courbe de lumière passée du noyau galactique.

Si cet objectif semble simple sur le papier, il est en réalité assez difficile à réaliser en pratique, du fait de la complexité des objets observés, qui ne vérifient pas, la plupart du temps, les hypothèses simplificatrices du modèle (nuage sphérique de densité uniforme, isolé et totalement illuminé). Avant d’appliquer le modèle *rayflX* à divers nuages de la zone moléculaire centrale, il est donc préférable de le tester avec le cas le plus idéal possible, c’est-à-dire pour lequel les hypothèses simplificatrices du modèle ne sont pas totalement irréalistes.

Pour ce faire, le nuage qui semble le plus indiqué est Sagittarius B2 (Sgr B2), le plus gros nuage moléculaire de la Galaxie. Son flux très important réduit de plus mécaniquement l’importance des contaminations. C’est d’ailleurs à ce seul nuage que Walls et al. (2016) ont appliqué leur modèle, essentiellement dans le but de valider leur approche. Ils ont considéré pour

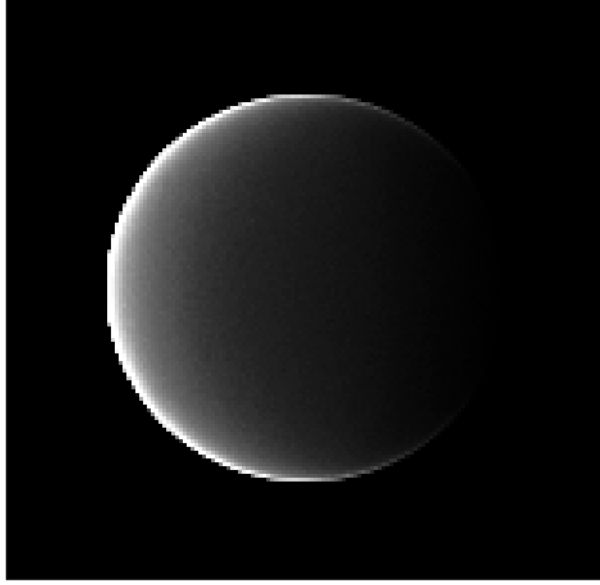


FIGURE 5.12 – Image sommée sur l’ensemble des temps de vol du nuage simulé par *rayflx* pour $\theta = 120^\circ$. La densité de colonne du nuage est ici $N_H = 2,2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$.

cela des observations *Chandra* (100 ks), *XMM-Newton* (40 ks) et *INTEGRAL* (7100 ks). Ces auteurs utilisent pour l’ajustement spectral un modèle XSPEC composé de leur modèle Monte-Carlo ainsi que de deux modèles de plasma (APEC), le tout étant multiplié par une absorption d’avant-plan due à la matière interstellaire située entre la Terre et le centre galactique :

$$\text{wabs} \times (\text{apec}_1 + \text{apec}_2 + \text{Walls}) \quad (5.38)$$

Les APEC décrivent l’émission du plasma « tiède » local et du plasma « chaud » de la dorsale galactique (*Galactic ridge*). Leur température est fixée à $k_B T = 1,0$ and $k_B T = 6,5$ keV, respectivement. Je donnerai davantage de détails sur la construction de ce modèle au chapitre 6.

Avec un tel modèle et la version du modèle Monte-Carlo correspondant à un profil de densité uniforme et une métallicité solaire ($Z = 1$), Walls et al. (2016) parviennent à un ajustement satisfaisant du spectre de l’émission réfléchi en provenance de Sgr B2 ($\chi^2/\text{ddl} = 731/618$). L’angle de visée obtenu vaut $\theta = 64_{-7}^{+8}$ degrés, pour une densité de colonne $N_H = (2,1_{-0,4}^{+0,3}) \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. L’indice spectral vaut quant à lui $\Gamma = 2,2_{-0,2}^{+0,1}$ et l’absorption d’avant-plan a pour densité de colonne $N_H = (6,3_{-0,9}^{+0,9}) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

Comparaison des modèles

Afin d’évaluer la performance de *rayflx*, je l’ai appliqué à Sgr B2 en suivant la méthode de Walls et al. (2016). Cependant, afin d’anticiper sur la méthode d’analyse systématique de diverses régions de la zone moléculaire centrale mise en place aux chapitres 6 et 7, j’ai appliqué dès à présent certaines simplifications du modèle. Tout d’abord, les simulations réalisées pour l’instant étant limitées à une valeur unique de l’indice spectral ($\Gamma = 2$), ce degré de liberté supplémentaire n’a pas pu être exploré. Notons qu’il est toutefois compatible avec la valeur obtenue par Walls et al. (2016), ce qui

TABLE 5.1 – Valeurs de l’angle de visée et de la densité de colonne du nuage (avec un profil de densité uniforme) obtenue par ajustement du spectre de Sgr B2, avec le modèle Monte-Carlo de Walls et al. (2016) et avec *rayflX*. La métallicité est fixée aux valeurs solaires.

Région	Angle (°)	N_H (10^{24}cm^{-2})	χ^2/ddl
Walls (méthode initiale)	64_{-7}^{+8}	$2,1_{-0,4}^{+0,3}$	731/618
Walls (notre méthode)	66_{-6}^{+10}	$2,3_{-0,2}^{+0,5}$	136/127
<i>rayflX</i>	59_{-9}^{+6}	$2,2_{-0,2}^{+1,1}$	140/127

devrait par conséquent affecter de manière limitée la qualité de l’ajustement. De plus, comme je l’expliquerai par la suite, j’ai fixé la densité de colonne de l’absorption interstellaire d’avant-plan à $N_H = 7,5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Ponti et al., 2015b). Enfin, dans la suite, je n’ai pas utilisé de données en rayons X durs.

Afin de comparer les deux modèles dans un cadre identique, j’ai donc au préalable reproduit l’analyse de Sgr B2 avec le modèle de Walls et al. (2016) dans ces nouvelles conditions. Pour cela, j’ai considéré uniquement l’observation *Chandra* #944 de 99 ks prise en mars 2000 (PI : K. Koyama). Je ne reviendrai pas ici sur la procédure d’ajustement spectral des données *Chandra* avec le logiciel *Sherpa*, qui est décrite au chapitre 3. Les résultats obtenus sont donnés dans la table 5.1 et les contours de confiance associés sont présentés à la figure 5.13. Il apparaît que, même sans la contrainte supplémentaire apportées par les données *XMM-Newton* et *INTEGRAL*, l’ajustement des seules données *Chandra* permet de reproduire les résultats de Walls et al. (2016) avec un excellent accord. Les hypothèses simplificatrices ayant un impact relativement faible sur la qualité de l’ajustement, j’ai donc considéré que la comparaison des deux codes Monte-Carlo pouvait valablement être effectuée dans ce cadre.

Dans un second temps, j’ai donc renouvelé l’ajustement spectral des données *Chandra* prises en 2000 en remplaçant cette fois le modèle de Walls et al. (2016) par *rayflX* dans le modèle spectral utilisé, toutes choses égales par ailleurs :

$$\text{wabs} \times (\text{apec}_1 + \text{apec}_2 + \text{rayflX}) \quad (5.39)$$

Les résultats de ce second ajustement sont donnés dans la table 5.1 et les contours de confiance associés sont présentés à la figure 5.13. Le modèle *rayflX* ayant pour paramètres le cosinus de l’angle et le logarithme de la densité de colonne, les résultats présentés ont été préalablement convertis avec les fonctions réciproques appropriées. Les valeurs obtenues sont compatibles avec celles données par le modèle de Walls. La valeur de l’angle de visée est toutefois légèrement plus faible et l’incertitude sur la borne supérieure de la densité de colonne plus importante avec *rayflX*. La statistique réduite de l’ajustement est légèrement plus élevée, même si l’ajustement reste très bon, comme le montre le spectre ajusté présenté à la figure 5.14.

Quel que soit le modèle utilisé, le nuage Sgr B2 est donc trouvé à environ $\theta \sim 60^\circ$, soit 50 à 60 pc en avant de Sgr A*, le long de la ligne de visée. Le fait que cette région se situe dans la partie proximale de la zone moléculaire centrale est plutôt cohérent avec la littérature (p. ex. Reid

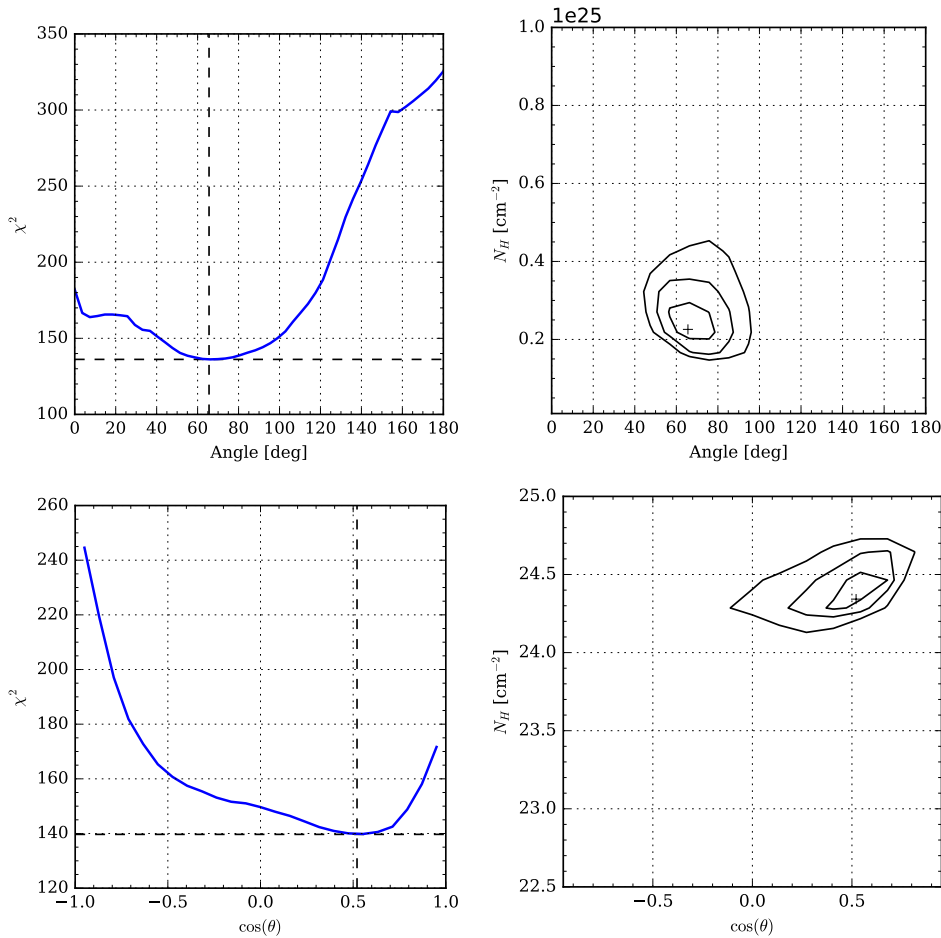


FIGURE 5.13 – *À gauche* : valeur de la statistique en fonction de l’angle de visée de Sgr B2 (ou de son cosinus). *À droite* : contours de confiance à 1, 2 et 3 σ en fonction de l’angle de visée du nuage (ou de son cosinus) et de la densité de colonne du nuage. Les figures sont données pour les ajustements réalisés avec le modèle de Walls et al. (2016) (*en haut*) et *rayflX* (*en bas*).

et al., 2009; Kruijssen, Dale et Longmore, 2015; Yan et al., 2017). Reid et al. (2009) ont notamment déterminé la position de Sgr B2 en étudiant le mouvement propre des masers H_2O qu’il contient. Ils ont obtenu une plus grande distance à Sgr A*, quoique marginalement compatible avec notre estimation ($z \sim -130 \pm 60$ pc). Toutefois, ce résultat suppose que Sgr B2 orbite autour trou noir central sur une orbite quasi-circulaire, ce qui est peu certain (voir p. ex. Kruijssen, Dale et Longmore, 2015). Quant à la densité de colonne obtenue, elle est en bon accord avec les estimations issues des relevés radio (Protheroe et al., 2008; Jones et al., 2011).

5.10 Aspects temporels

Comme nous l’avons vu plus haut, le principal apport du code *rayflX* provient de sa capacité à modéliser les aspects temporels du phénomène de réflexion. Pour cela, le temps de vol des photons est calculé tout au long de leur histoire dans le nuage puis sauvegardé dans le fichier ROOT. Le temps de vol des photons est mis à jour en même temps que la position par la méthode `translate()`. Le temps sauvegardé correspond au temps mis

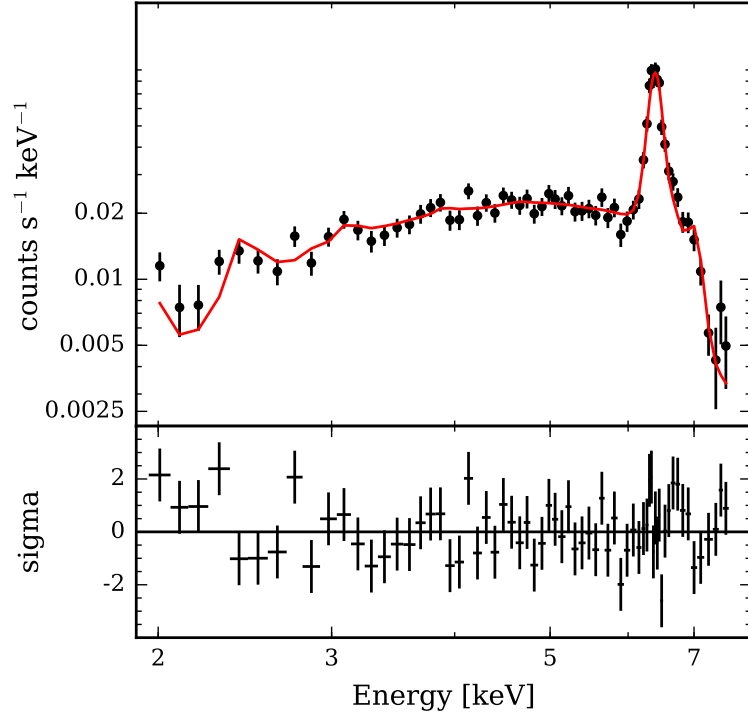


FIGURE 5.14 – Ajustement du spectre *Chandra* de Sgr B2 avec un modèle spectral composé de *rayflX* et deux APEC, tous multipliés par une absorption d’avant-plan.

par le photon pour sortir du nuage et atteindre le plan tangent au nuage perpendiculaire à l’observateur (voir *supra*).

Vérification de la validité des temps de vol

Afin de vérifier la validité du modèle, j’ai étudié le temps de vol des photons dans le cas où la source est un rayon unidirectionnel (se propageant selon l’axe z , dans le sens des z croissants, avec $x = y = 0$) et que les photons ne subissent qu’une seule diffusion. Moyennant ces hypothèses, il est en effet possible de calculer analytiquement le temps de vol des photons, et donc de le comparer à celui obtenu dans les simulations.

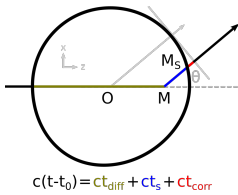


FIGURE 5.15 – Schéma de la décomposition du temps de vol.

Le calcul analytique repose sur la décomposition du temps de vol total en une somme de temps de vol correspondant aux étapes de l’histoire de chaque photon lors de leur propagation dans le nuage (fig. 5.15) :

$$t = t_0 + t_{\text{diff}} + t_s + t_{\text{corr}} \quad (5.40)$$

avec t_0 le temps mis pour atteindre le nuage, t_{diff} le temps mis pour atteindre le point de diffusion z_{diff} , t_s le temps mis pour sortir du nuage, et t_{corr} le temps mis pour atteindre le plan tangent au nuage (correction du temps de vol permettant de s’assurer un égal retard vis-à-vis d’un observateur situé à l’infini ; voir la section 5.7).

Le temps t_0 se déduit aisément de la position de la source z_* ainsi que de la position et du rayon R du nuage. En prenant le centre du nuage comme origine du repère, on a ainsi $ct_0 = |z_*| - R$. De même, le temps mis pour atteindre le point de diffusion vaut simplement $ct_{\text{diff}} = R + z_{\text{diff}}$. L’expression du temps de sortie du nuage t_s est plus complexe mais celle-ci

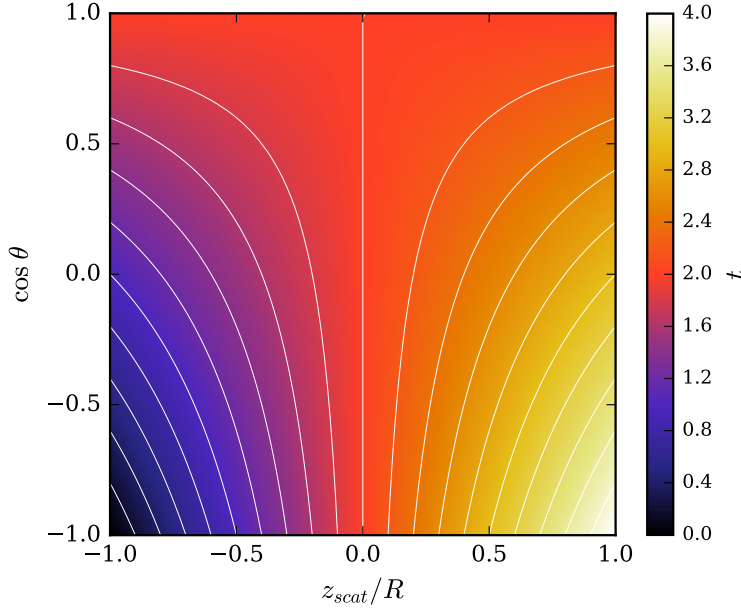


FIGURE 5.16 – Carte des valeurs prises par le temps de vol $t - t_0$ des photons (en unités de R/c) en fonction de la coordonnée z_{diff} du site de diffusion du photon (en unités de R) et du cosinus de l'angle de diffusion θ .

a déjà, pour l'essentiel, été déterminée lors de la dérivation du modèle analytique. En effet, on a $ct_s = \lambda_2$ (éq. 5.12), avec ici $x = y = 0$ et $z = -z$ en raison de l'orientation opposée de l'axe z . Enfin, ct_{corr} est égal à $R - \overrightarrow{OM_S} \cdot \overrightarrow{\Omega}$ comme nous l'avons vu plus haut (éq. 5.30), ce qui donne ici $ct_{\text{corr}} = R - (ct_s + z_{\text{diff}} \cos \theta)$. Au final, on a donc :

$$\begin{aligned} c(t - t_0) &= R + z_{\text{diff}} + ct_s + R - (ct_s + z_{\text{diff}} \cos \theta) \\ &= 2R + z_{\text{diff}}(1 - \cos \theta) \end{aligned} \quad (5.41)$$

L'expression obtenue permet donc de relier le temps de vol des photons à la position du point de diffusion et au cosinus de l'angle de diffusion. J'ai représenté le temps de vol dans cet espace à deux paramètres à la figure 5.16. Cette visualisation permet de vérifier la cohérence de la formule obtenue, la distance parcourue par les photons variant de zéro (lorsque le photon diffuse dès l'entrée du nuage avec un angle de 180°) à quatre fois le rayon du nuage (lorsque le photon diffuse sur le bord du nuage opposé à la source, avec un angle de 180° ; il traverse alors deux fois le nuage de part en part). Bien évidemment, cette représentation ne tient pas compte de la probabilité de chaque configuration. Pour y remédier, j'ai réutilisé les équations obtenues lors de la dérivation du modèle analytique afin de déduire la distribution du temps de vol de celle de z_{diff} tenant compte des sections efficaces de diffusion et d'absorption. Le résultat obtenu est comparé à la distribution des temps de vol issue d'une simulation avec *rayflX* d'un nuage sphérique de rayon $R = 1$ pc et de densité de colonne $N_H = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, éclairé par une source ($N = 10^9$ photons générés) située en $z_* = -50$ pc de type rayon unidirectionnel d'axe z , après sélection des photons n'ayant diffusé qu'une seule fois. Le résultat de cette comparaison est présenté à la figure 5.17. Il montre un excellent accord entre la prédiction analytique et le résultat simulé, confirmant la validité de l'implémentation des temps de vol avec

rayflX. Le déficit apparent de photons entre l’histogramme et la courbe est un artefact dû à la normalisation du modèle analytique en fonction du maximum de l’histogramme, celui-ci étant sujet à un bruit d’échantillonnage qui implique ici une légère surestimation.

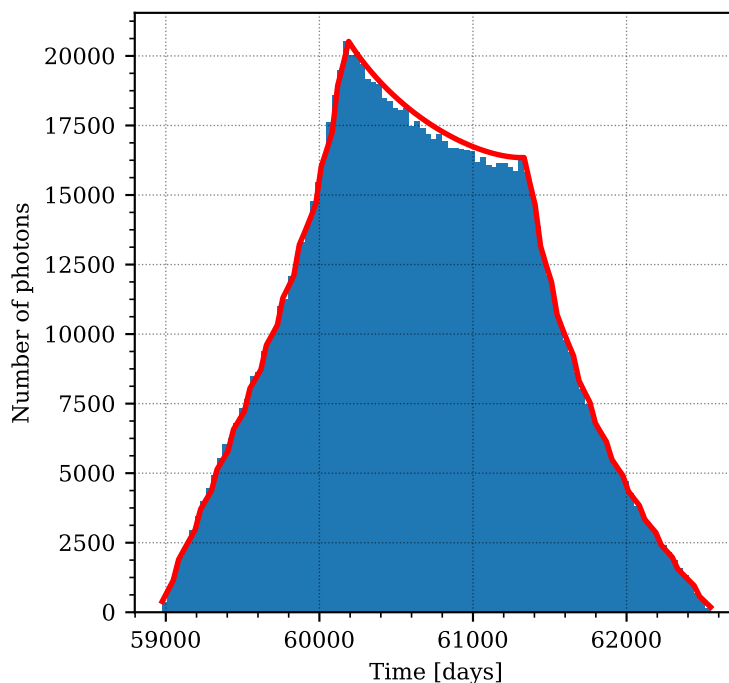


FIGURE 5.17 – Courbe de lumière obtenue avec *rayflX* pour une source de type rayon unidirectionnel et en se limitant aux photons n’ayant diffusé qu’une seule fois et d’énergie comprise entre 2 et 4 keV, comparée au calcul analytique possible dans ce cas (courbe rouge).

Simulation de courbes de lumière

À partir des fichiers ROOT obtenus en sortie de simulation, la courbe de lumière du nuage considéré peut être générée très simplement en utilisant la fonction `histogram` de la bibliothèque Python *NumPy*. Des filtres peuvent être appliqués au préalable pour restreindre l’analyse à une bande d’énergie ou à une certaine valeur du cosinus de l’angle de visée.

La figure 5.18 donne une vue d’ensemble des variations des courbes de lumière avec la position du nuage, sa densité de colonne et la bande d’énergie considérée. Ces courbes de lumière sont calculées pour un nuage de rayon $R = 1$ pc et correspondent à une réponse impulsionnelle, $2,5 \times 10^{10}$ photons étant générés au niveau de la source.

Lorsque la densité de colonne du nuage prend une valeur relativement faible ($N_H = 2,2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$), les courbes de lumières sont symétriques de part et d’autre du maximum, à condition que l’énergie des photons dépasse quelques kiloélectronvolts. Dans ce cas, leur largeur, et donc la durée de l’illumination, ne dépend pas de l’énergie considérée. En deçà ($E \lesssim 4$ keV), l’évolution de l’émission est asymétrique et la décroissance se fait notamment selon un profil exponentiel, du fait de l’absorption photoélectrique importante dans cette gamme d’énergie. Pour une valeur supérieure d’un ordre de grandeur de la densité de colonne ($N_H = 2,2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$), les

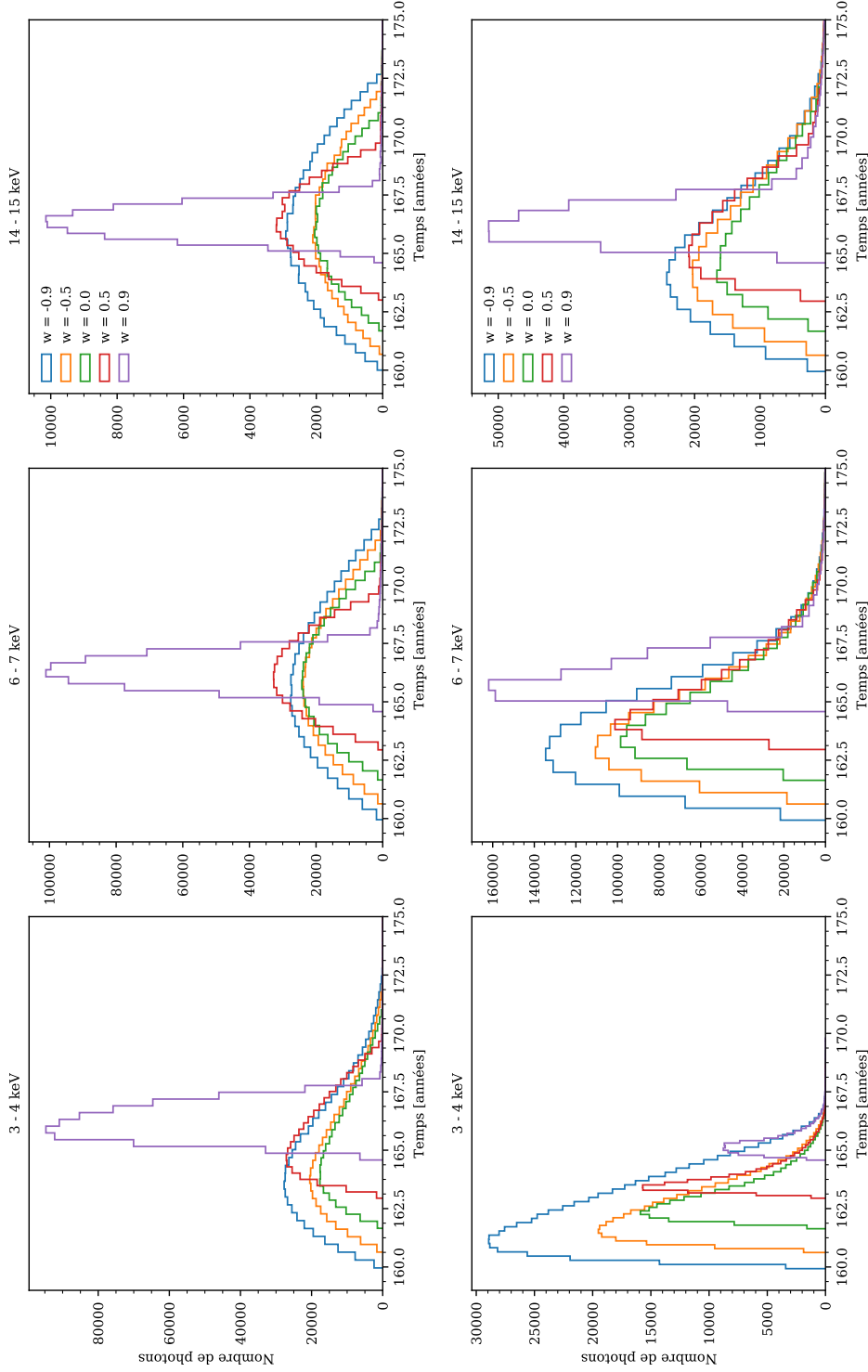


FIGURE 5.18 – Réponses impulsionnelles obtenues avec *rayfitX* pour un nuage de rayon $R = 1 \text{ pc}$ et de densité de colonne $N_H = 2.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (*en haut*) et $N_H = 2.2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (*en bas*), dans trois bandes d'énergie différentes et pour cinq valeurs du cosinus de l'angle de visée. Le retard initial provient de la position du nuage par rapport à la source dans le modèle.

profils sont asymétriques quelle que soit la bande d'énergie considérée et tous présentent une queue de distribution exponentielle, due aux diffusions multiples à haute énergie. Alors que l'émission atteint un niveau proche de zéro dès $t \sim 167$ ans dans la bande $E = 3 - 4$ keV, celle-ci est encore présente à $t = 175$ ans dans la bande $E = 14 - 15$ keV. Il apparaît donc que le spectre de l'émission réfléchi va être déformé au cours du temps car toutes les énergies ne répondent pas avec le même temps caractéristique, dès lors que la densité de colonne du nuage sera importante.

Afin de pouvoir quantifier cet effet au-delà d'une simple analyse comparative des courbes de lumière, j'ai défini un temps caractéristique qui correspond au temps pendant lequel le flux réfléchi par le nuage est compris entre 50 et 100 % de sa valeur maximale (voir le chapitre 4). Ce temps, noté t_{50} , peut être dérivé analytiquement, en considérant qu'il correspond au temps mis par le front d'onde pour traverser la moitié du volume du nuage, de part et d'autre du centre de celui-ci. Le rayon du nuage étant très petit devant sa distance à la source, le front d'onde est supposé rectiligne. L'axe selon lequel il se propage étant a priori différent des axes du repère, il est noté z' pour l'en différencier.

Je note V_ℓ le volume de la tranche de nuage traversée par le front d'onde pendant la durée t_{50} . Celui-ci vaut :

$$\begin{aligned} V_\ell &= \int_{-\ell}^{+\ell} \pi(R^2 - z'^2) dz' \\ &= 2\pi\ell\left(R^2 - \frac{\ell^2}{3}\right) \end{aligned} \quad (5.42)$$

Or, $V_\ell = V/2$ par définition de t_{50} . On a donc :

$$2\pi\ell\left(R^2 - \frac{\ell^2}{3}\right) = \frac{1}{2} \times \frac{4\pi R^3}{3} \quad (5.43)$$

Par ailleurs, ℓ vaut une certaine fraction ϵ du rayon R , ce qui permet d'arriver à l'équation polynomiale de degré 3 suivante :

$$\epsilon^3 - 3\epsilon + 1 = 0 \quad (5.44)$$

dont la seule racine comprise entre 0 et 1 est $\epsilon \simeq 0,35$.

En remplaçant R par ϵR dans l'équation 4.34 donnant la durée apparente de l'illumination du nuage, on obtient donc finalement :

$$t_{50} = \epsilon \Delta t_{\text{app}} \simeq 0,35 \times 2\sqrt{2(1 + \sin \theta_c)} \frac{R}{c} \quad (5.45)$$

La valeur de t_{50} pour un nuage situé à un angle de visée de cosinus $\mu = 0,5$ est présentée à la figure 5.19 pour deux valeurs de la densité de colonne. La valeur obtenue analytiquement à partir de l'équation 5.45 est $t_{50} = 4,4$ ans, ce qui est conforme à la valeur atteinte dans la simulation pour $N_H = 2,2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, dès que l'énergie des photons dépasse quelques kiloélectronvolts. En deçà de cette limite, la durée de l'illumination est plus faible. Lorsque $N_H = 2,2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, la durée caractéristique de l'illumination dépend très fortement de l'énergie, qui plus est de manière non linéaire en partie du fait des raies de fluorescence.

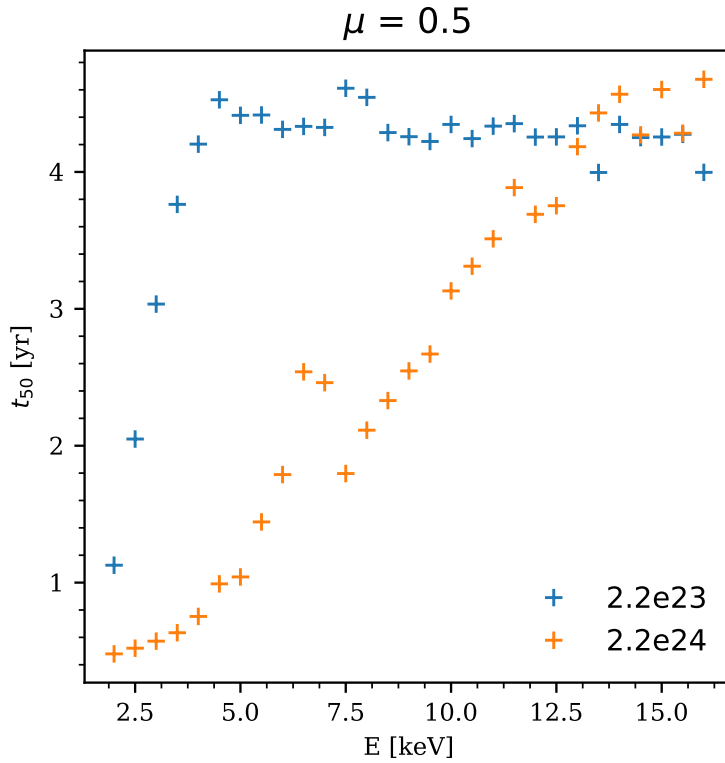


FIGURE 5.19 – Durée caractéristique de la réponse impulsionnelle d’un nuage de rayon $R = 1$ pc, pour un cosinus de l’angle de visée $\mu = 0,5$ et deux valeurs de densité de colonne.

Cette analyse permet d’entrevoir les limites d’une approche « à la Churazov et al. (2017a) », qui fait l’hypothèse d’un milieu optiquement mince, ce qui revient à supposer que le nuage répond de la même façon à toutes les énergies. Or, comme nous l’avons vu, dès que la densité de colonne dépasse $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, chaque bande d’énergie possède une durée caractéristique d’illumination différente. Un travail de modélisation complet de l’émission réfléchi dans la zone moléculaire centrale ne peut donc pas s’affranchir de la dimension temporelle du phénomène. Ainsi, *rayflX* possède un atout important par rapport à d’autres modèles.

Courbes de lumière convoluées par le profil du sursaut

Les courbes de lumière directement issues des fichiers ROOT correspondent à des fonctions de Green, c’est-à-dire à la réponse du nuage à une illumination de type distribution de Dirac, de durée infinitésimale, dite réponse impulsionnelle. Il est possible d’obtenir des courbes de lumière plus réalistes en convoluant la fonction de Green obtenue par le profil temporel du sursaut d’activité de la source. En l’absence de contraintes observationnelles, ce profil peut par exemple être pris égal à une fonction porte ou à une fonction triangulaire. La convolution s’effectue ensuite avec la fonction `convolve` de la bibliothèque Python *NumPy*.

Des exemples de courbes de lumière convoluées par une fonction porte sont présentés à la figure 5.20 pour un nuage ayant les caractéristiques (position et densité de colonne) de Sgr B2. Ces courbes ont été calculées en supposant un rayon d’un parsec mais elles peuvent être facilement

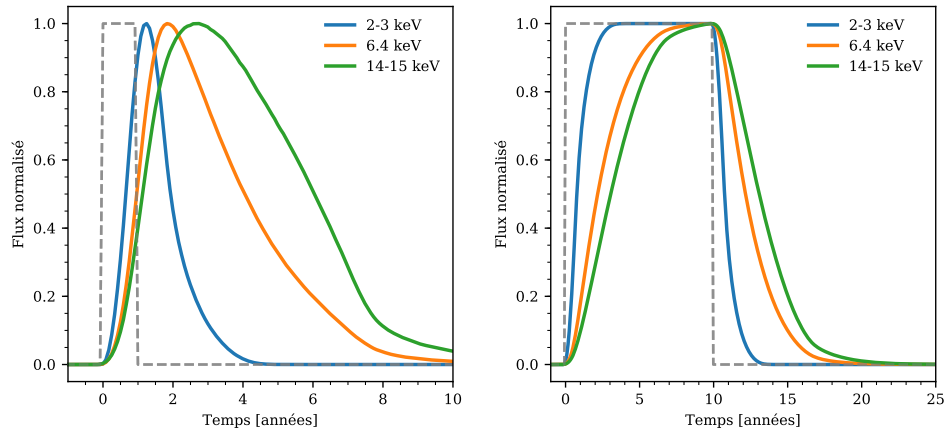


FIGURE 5.20 – Courbes de lumière simulées avec *rayflX* et convoluées par une fonction porte de largeur 1 an (à gauche) et 10 ans (à droite), dans trois bandes d'énergie. Le nuage simulé a un rayon de 1 pc, une densité de colonne $N_H = 2,2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ et un angle de visée $\theta \sim 65^\circ$. Le profil de l'évènement est donné par la ligne traitillée grise. Le flux a été normalisé par rapport au maximum de l'émission.

adaptées à un nuage de rayon R quelconque, la durée de l'illumination étant simplement proportionnelle à R .

Pour un évènement court de durée égale à 1 an, l'émission dans les trois bandes d'énergie considérées atteint successivement son maximum, les photons d'énergie plus faible étant ceux qui répondent le plus rapidement. La durée de l'illumination augmente avec l'énergie, conformément à la tendance observée à la figure 5.19. Le spectre résultant va donc être très fortement modulé au cours du temps par les variations de réponse en fonction de l'énergie. Pour un évènement long de 10 ans, le nuage a le temps d'atteindre un bref plateau d'émission, où toutes les courbes de lumière sont simultanément à leur maximum. Cela permet d'apercevoir la limite inférieure à partir de laquelle toutes les énergies sont synchronisées, qui semble donc être de l'ordre de la dizaine d'années. Ce résultat confirme que la prise en compte de l'évolution temporelle des spectres due à la dépendance à l'énergie de la réponse du nuage est essentielle à une modélisation réaliste des échos de lumière observés au centre galactique. Elle pourra être réalisée prochainement grâce aux avancées permises par le code *rayflX*, bien que l'ajout d'un paramètre supplémentaire dans les ajustements spectraux représente une source potentielle de difficultés.

Étude du complexe moléculaire Sagittarius C

Après avoir décrit la physique des échos de lumière au chapitre 4 et présenté un modèle Monte-Carlo capable d'en modéliser le spectre au chapitre 5, nous allons à présent nous intéresser à différents complexes de la zone moléculaire centrale afin d'étudier leur émission réfléchiée avec le modèle. Dans un premier temps, je me concentrerai sur le complexe Sagittarius C. Je montrerai comment la variabilité de son émission non thermique à 6,4 keV permet de confirmer qu'elle correspond bien à un signal de réflexion. J'explorerai les propriétés de cette émission en vue d'y appliquer le modèle Monte-Carlo. Ce travail ayant été mené chronologiquement avant le développement du code *rayflX*, j'utiliserai pour cela le modèle Monte-Carlo de Walls et al. (2016). L'utilisation de *rayflX* sera présentée au chapitre 7. Enfin, je donnerai en préambule les résultats sur les différentes composantes de Sgr C que j'ai obtenus grâce aux observations dont je disposais.

6.1 Le complexe moléculaire Sagittarius C

Le complexe moléculaire Sagittarius C (Sgr C) est situé à environ $0,5^\circ$ à l'ouest galactique de Sgr A*, ce qui correspond à une distance d'environ 70 pc en projection dans le plan galactique¹. Cela le place dans une position approximativement symétrique à celle de Sgr B2, de l'autre côté de Sgr A*. Il s'étend sur une zone d'environ $0,3^\circ \times 0,3^\circ$, soit près de 40 pc \times 40 pc en projection.

¹ On rappelle que $R_0 \simeq 8$ kpc (voir le chapitre 2).

Sgr C est une région à la morphologie complexe qui abrite notamment plusieurs nuages moléculaires géants. Il est environ sept fois moins massif que Sgr B2 (Oka et al., 1998). Liszt et Spiker (1995) estiment qu'il contient ainsi une masse de gaz moléculaire de l'ordre de $6 \times 10^5 M_\odot$. Cette estimation a été obtenue à partir d'observations en radio de la transition $J = 1 - 0$ de la molécule ^{13}CO . Par ailleurs, le complexe Sgr C héberge également une région H II (G359.43–0.09) où le gaz est photoionisé. Très brillante en radio, cette dernière a une structure de type coquille d'environ 2' de diamètre à $\lambda = 18$ cm (Anantharamaiah et al., 1991). Enfin, de nombreuses autres sources, ponctuelles ou étendues, se trouvent dans la région. Les observations *XMM-Newton* et *Chandra* utilisées pour cette thèse m'ont permis d'étudier quelques unes d'entre elles, dont un candidat reste de supernova (section 6.2), une binaire X transitoire particulièrement active en 2005 (section 6.3) et deux filaments X non thermiques (section 6.4).

6.2 Émission thermique du candidat reste de supernova G359.41–0.12

L'étude de l'émission thermique diffuse de Sgr C dans le domaine des rayons X mous avec le satellite *Suzaku* a notamment révélé deux structures

TABLE 6.1 – Liste des observations *Chandra* (ACIS-I) utilisées dans ce chapitre.

Date	Obs. ID	Temps d'exposition (ks)
2005-07-22	5892	97,91
2014-07-29	16174	30,10
2014-08-01	16642	29,81
2014-08-03	16643	35,62

remarquables, principalement visibles dans la raie du soufre à 2,45 keV (S xv K α) : l'une elliptique, appelée G359.41–0.12, et l'autre en forme de « cheminée » s'étendant vers le nord à partir de G359.41–0.12 (fig. 6.1). Le spectre de ces deux objets est bien ajusté par un modèle de plasma collisionnel (APEC) de température $k_B T \sim 1$ keV. Leur absorption par le milieu interstellaire est comparable ($N_H \sim 10^{23}$ cm $^{-2}$), ce qui suggère qu'ils sont situés à une distance comparable le long de la ligne de visée. De plus, ils semblent physiquement liés puisque le profil longitudinal de l'émission ne présente pas de discontinuité entre les deux structures (Tsuru et al., 2009).

En divisant la taille apparente de G359.41–0.12 et de la Cheminée par la vitesse du son obtenue à partir de la température du plasma, Tsuru et al. (2009) ont estimé l'échelle de temps dynamique de ces objets à quelque 10^4 ans. De plus, leur luminosité dans la bande 1,5–8,0 keV est de l'ordre de 10^{34} erg s $^{-1}$, ce qui est comparable à celle des amas des Arches et du Quintuplet. Ces valeurs pourraient donc indiquer que G359.41–0.12 est une région H II formée par un amas de ce type. Cependant, Tsuru et al. (2009) ont déterminé que sa métallicité était élevée ($Z \sim 1,7$ pour le soufre et l'argon ; $Z = 1$ pour les autres éléments), différant en cela fortement de la valeur typique mesurée dans les régions H II ailleurs dans la Galaxie ($Z \sim 0,3$, voir p. ex. Feigelson et al., 2002, et les références qui s'y trouvent). Ces auteurs proposent donc une interprétation sans doute plus pertinente, qui est que ces deux objets soient respectivement un reste de supernova et l'éjecta qui lui est associé. Selon eux, la morphologie singulière de l'éjecta, en forme de « cheminée », serait expliquée par la présence de nuages moléculaires de part et d'autre de G359.41–0.12 (appelés MC3 et MC4 sur la figure 6.1). Ceux-ci contraindraient en effet le plasma à s'étendre uniquement vers le nord galactique, ce qui donnerait sa forme caractéristique à l'éjecta.

Afin d'étudier plus en détail la morphologie atypique de G359.41–0.12 entrevue avec *Suzaku*, j'ai mis à profit la résolution angulaire sans précédent des données de l'observatoire spatial *Chandra*. Seules quatre observations de la région ont été réalisées depuis le début de la mission en 1999 (table 6.1). La première, prise en juillet 2005 (PI : H. Murakami), était disponible sur le serveur d'archives en ligne du CXC². Les trois autres ont été obtenues par notre équipe (PI : S. Soldi) et réalisées en juillet-août 2014. Elles représentent un temps cumulé d'environ 200 ks.

² cda.harvard.edu

Les structures étudiées ayant vraisemblablement très peu varié entre 2005 et 2014, nous avons sommé l'ensemble des données disponibles en utilisant l'outil `merge_obs` du programme CIAO. Nous avons restreint l'analyse à la bande 2,0–4,5 keV dans laquelle l'émission thermique de G359.41–0.12 et de la Cheminée est dominante (Tsuru et al., 2009). Une source ponctuelle très brillante lors de l'observation de 2005, centrée sur le point de coordonnées

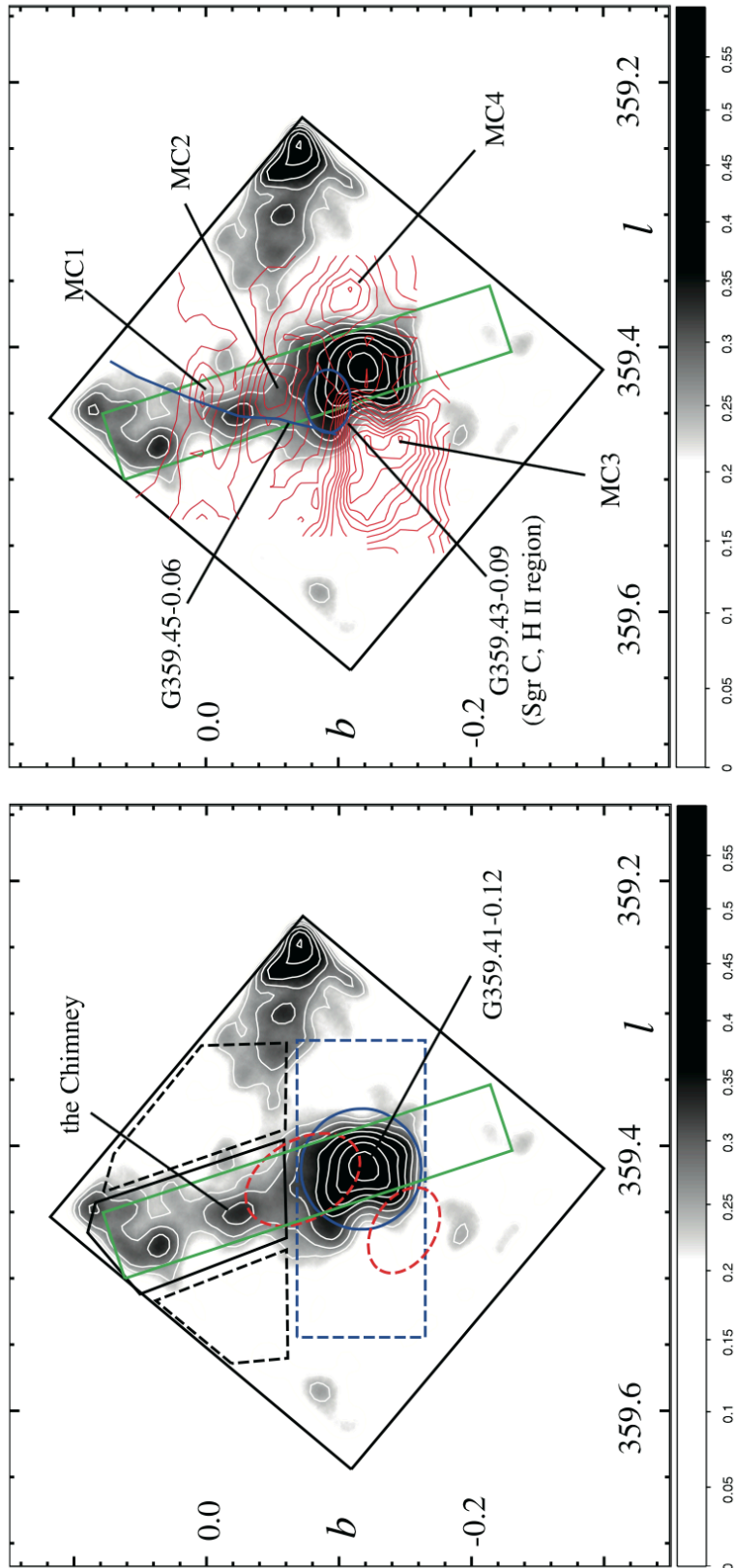


FIGURE 6.1 – Cartes de Sgr C dans la bande 2,40–2,50 keV établies par Işuru et al. (2009) à partir de données *Suzaku* prises en février 2006. À gauche : les lignes blanches correspondent à des isocontours de flux entre 4,2 et $16,8 \times 10^{-7}$ photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcmin}^{-2}$. Les ellipses en pointillés rouges marquent la position des régions Sgr C1 (au nord) et Sgr C2 (au sud-est). À droite : les lignes rouges sont des isocontours de vitesse entre -84 et -24 km s^{-1} de la raie moléculaire ^{13}CO (Liszt et Spiker, 1995). Les noms MC1, MC2, MC3 et MC4 sont des désignations *ad hoc* pour les concentrations de matière moléculaire révélées par les isocontours qui ne doivent pas être confondues avec Sgr C1, Sgr C2, Sgr C3 et Sgr C4.

$\alpha = 17^{\text{h}}44^{\text{m}}51.6^{\text{s}}$ et $\delta = -29^{\text{d}}20^{\text{m}}43.0^{\text{s}}$ (J2000.0), a été exclue des données avec l'outil *dmcopy*. Une discussion plus détaillée de la nature de cette source est donnée plus bas (section 6.3).

L'image obtenue (fig. 6.2) permet d'accéder à une quantité de détails supérieure à celle des données présentées par Tsuru et al. (2009), la résolution de *Chandra* étant plus de cent fois supérieure à celle de *Suzaku* (XIS). En particulier, la morphologie de G359.41–0.12 apparaît plus complexe qu'initialement envisagé. Ses bords très nets à l'est et à l'ouest galactiques suggèrent une morphologie circulaire, de rayon $R \sim 2,5'$ et de centre de coordonnées $l = 359,5645^{\circ}$ et $b = -0,0715^{\circ}$. Cependant, ce cercle apparaît significativement amputé du quart de sa surface situé au sud-est galactique, quart dans lequel le flux est diminué de moitié environ. De plus, le flux de la partie brillante n'est pas uniformément distribué puisque le quart sud-ouest est beaucoup plus brillant que la moitié nord. Aussi, si G359.41–0.12 semble posséder une forme circulaire compatible avec celle attendue pour un reste de supernova, il s'en écarte par ces deux aspects.

Afin de déterminer si cette forme singulière peut être expliquée par un phénomène d'absorption ou d'interaction avec la matière moléculaire, j'ai comparé la structure vue en rayons X à la distribution du gaz dense tracé à partir de données prises dans l'infrarouge lointain avec le télescope spatial *Herschel* (Molinari et al., 2011). La superposition des données *Chandra* dans la bande 2,0–4,5 keV et des données *Herschel* est présentée dans la figure 6.2, à droite. Elle montre une corrélation spatiale significative entre le quart manquant de G359.41–0.12 et le gaz dense, même si le recouvrement n'est pas parfait puisque les contours traçant le gaz dense apparaissent légèrement décalés vers le nord galactique. Cela suggère que la forme de boomerang de G359.41–0.12 peut, au moins en partie, être expliquée par l'absorption et/ou l'interaction avec la matière moléculaire³.

³ Ces résultats ont été présentés au symposium de l'UAI organisé à Palm Cove en juillet 2016 (Chuard et al., 2017a).

Pour préciser cette interprétation, j'ai extrait des spectres à partir des données *Chandra* (sommées avec l'outil CIAO *combine_spectra*) dans trois régions de G359.41–0.12 : le quart potentiellement manquant et les parties les plus brillantes situées au sud-ouest et au nord-est galactiques. Ces régions ont été choisies de façon à minimiser la contamination de l'émission de G359.41–0.12 par les sources des régions voisines, et tout particulièrement par l'émission diffuse à 6,4 keV. Leurs coordonnées sont données dans la table 6.2. La région sud-ouest correspond à la zone la plus brillante de G359.41–0.12. Elle chevauche toutefois inévitablement une fraction de la région Sgr C4 (voir la table 6.5) brillante à 6,4 keV. Aussi, j'ai également extrait un spectre dans la partie nord-est du reste de supernova qui, s'il a une statistique beaucoup plus faible, est moins contaminé. La comparaison des spectres extraits dans ces régions permet de s'assurer de l'homogénéité de la structure et d'obtenir ses paramètres caractéristiques. Dans un second temps, je me suis demandé si une version fortement absorbée de ce spectre caractéristique pouvait reproduire le spectre de l'émission de la région sombre de G359.41–0.12.

Le spectre de la région sud-ouest est celui ayant la meilleure statistique. Il est présenté à la figure 6.3. Son ajustement a d'abord été réalisé avec un modèle comprenant deux APEC absorbés, l'un correspondant à l'émission thermique du reste de supernova, l'autre à celle de la dorsale galactique

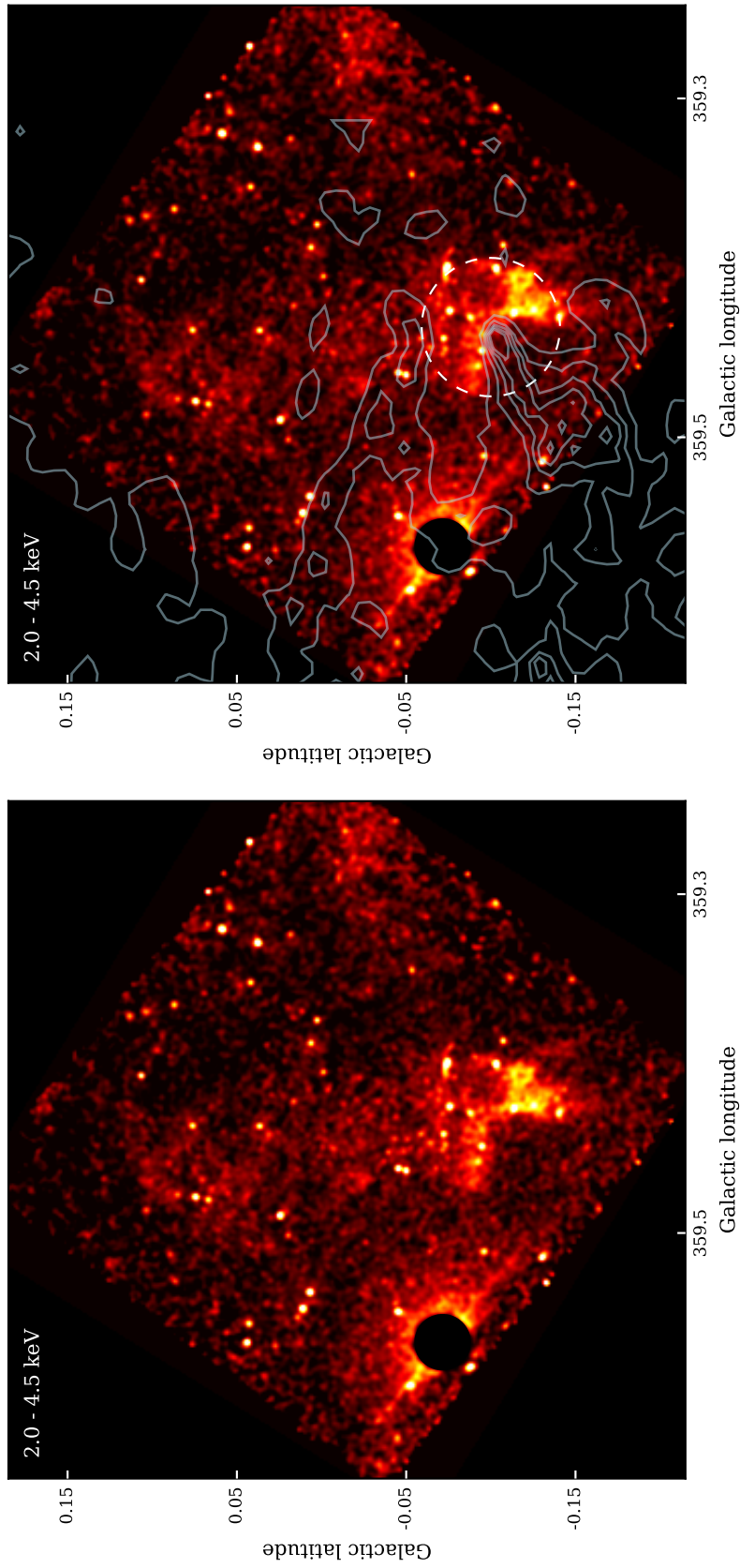


FIGURE 6.2 – À gauche : image dans la bande 2,0–4,5 keV de Sgr C vu avec *Chandra*. La carte a une taille de pixel d'environ 0,5'' et un lissage gaussien de rayon 10 pixel a été appliqué. À droite : même image, avec les contours de densité de la matière dense déduits des données *Herschel* (Molinari et al., 2011). Le cercle en pointillés représente G359.41–0.12.

TABLE 6.2 – Coordonnées des régions utilisées pour l'étude de G359.41–0.12.

Nom	α	δ	Axes (')	Angle (°)
Région sombre	17 ^h 44 ^m 43.8 ^s	–29 ^d 28 ^m 4.4 ^s	0.59, 0.80	0
Région S.O.	17 ^h 44 ^m 42.6 ^s	–29 ^d 29 ^m 55.1 ^s	1.29, 0.85	349
Région N.E.	17 ^h 44 ^m 39.9 ^s	–29 ^d 26 ^m 51.3 ^s	1.27, 0.35	306

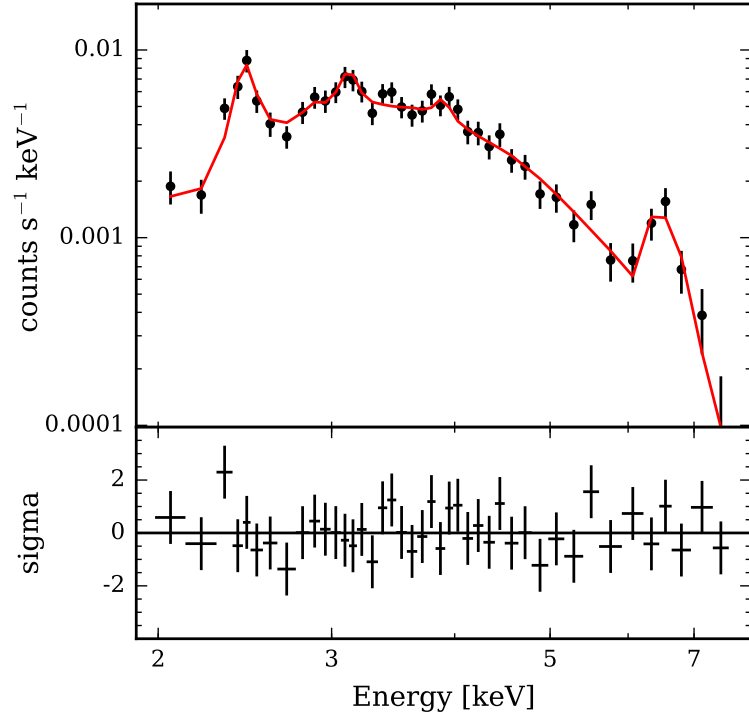


FIGURE 6.3 – Spectre de la région sud-ouest de G359.41–0.12 ajusté avec le modèle spectral donné à l'équation 6.1. Cette région est la région la plus brillante du reste de supernova.

($k_B T$ fixé à 6,5 keV). Toutefois, cet ajustement laissait apparaître d'importants résidus ($\sim 3\sigma$) autour de 6,4 keV, dont la présence était vraisemblablement due à l'émission sous-jacente de la région Sgr C4. Afin de tenir compte de cette contamination, j'ai donc ajouté une raie spectrale gaussienne, de centre $E = 6,4$ keV et de largeur $\sigma_E = 10$ eV. L'ajout d'une composante continue supplémentaire serait en toute rigueur également nécessaire pour modéliser complètement l'émission non thermique diffuse sous-jacente. Cependant, cet ajout n'apportait aucune plus-value quant à la statistique de l'ajustement et a donc été abandonné. Le modèle final utilisé se résume par conséquent de la façon suivante :

$$\text{wabs} \times (\text{apec}_{\text{chaud}} + \text{apec}_{\text{SNR}}) + \text{gaussian} \quad (6.1)$$

J'ai appliqué un modèle similaire à la région nord-est. L'ajout d'une raie gaussienne au modèle n'était toutefois pas nécessaire en raison de l'absence de contamination dans cette région.

Les résultats obtenus figurent dans la table 6.3. Les paramètres ajustés pour les deux régions de G359.41–0.12 sont compatibles entre eux, à l'exception du flux absorbé de l'émission thermique, dont la variation était déjà perceptible sur la figure 6.2. De plus, ils sont également comparables avec

TABLE 6.3 – Valeurs des paramètres spectraux obtenus pour les deux régions brillantes de G359.41–0.12 en ajustant les données *Chandra* prises en 2005 et 2014. Les erreurs sont données à 1σ , soit un degré de confiance de 68 %. Les valeurs de flux données correspondent au flux de l'émission thermique absorbée entre 1,5 et 8 keV.

Paramètre	Région S.O.	Région N.E.
N_H (10^{22} cm $^{-2}$)	$11,3^{+0,9}_{-0,9}$	$10,6^{+2,0}_{-3,0}$
$k_B T$ (keV)	$0,94^{+0,15}_{-0,10}$	$1,08^{+0,68}_{-0,21}$
Flux (erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$)	$2,48 \times 10^{-13}$	$2,82 \times 10^{-14}$
χ^2/ddl	27,5/37	8,6/6

les valeurs trouvées par Tsuru et al. (2009), qui rapportent une densité de colonne $N_H = 1,20 \times 10^{23}$ cm $^{-2}$ et une température $k_B T = 0,90$ keV pour G359.41–0.12. Notons que, contrairement aux résultats de ces auteurs, notre modèle parvient à ajuster les données de manière satisfaisante sans qu'il soit nécessaire d'augmenter la métallicité de certains éléments, la profondeur actuelle des données n'étant pas suffisante pour estimer précisément ce paramètre.

Dans un second temps, j'ai donc utilisé les résultats obtenus à partir des régions brillantes pour déterminer si le quart plus sombre au sud-est de G359.41–0.12 pouvait être le résultat d'une forte absorption de l'émission thermique du reste de supernova par une structure d'avant-plan. Pour cela, j'ai ajusté simultanément les spectres des deux régions avec un modèle adapté du précédent, c'est-à-dire avec deux APEC et une raie à 6,4 keV. J'ai cependant modifié les composantes d'absorption afin de distinguer l'absorption locale affectant uniquement l'émission thermique du reste de supernova, dont la valeur était laissée libre, et l'absorption d'avant-plan due à la matière interstellaire située entre la Terre et le centre galactique, fixée à $N_H = 7,5 \times 10^{22}$ cm $^{-2}$ (Ponti et al., 2015b), qui affecte l'ensemble des deux APEC. Avec cette approche, le spectre de la région sombre au sud-est peut être correctement reproduit à condition que l'émission thermique de G359.41–0.12 dans cette région soit très fortement absorbée, conformément à ce que l'on pouvait attendre. Il est possible de dériver une limite inférieure de la densité de colonne nécessaire, qui vaut $N_H \geq 1,0 \times 10^{24}$ cm $^{-2}$ à 1σ et $N_H \geq 4,0 \times 10^{23}$ cm $^{-2}$ à 3σ . Il s'agit d'une valeur compatible avec les observations *Herschel* qui donnent une densité de colonne $N_H \sim 2,4 \times 10^{24}$ cm $^{-2}$ dans la région. Il est à noter que les flux dans la raie du fer à 6,4 keV sont marginalement compatibles entre les deux régions, et semblent donc moins affectés par l'absorption que la composante thermique.

En conclusion, le vestige de supernova étudié par Tsuru et al. (2009) doit donc sa morphologie atypique à un effet d'absorption par la matière moléculaire d'avant-plan.

6.3 Identification croisée de la source X active en 2005

Comme nous l'avons évoqué plus haut, les données *Chandra* prises en 2005 révèlent une source ponctuelle très brillante située au point de coordonnées $\alpha = 17^{\text{h}}44^{\text{m}}51.6^{\text{s}}$ et $\delta = -29^{\text{d}}20^{\text{m}}43.0^{\text{s}}$ (J2000.0). D'après Degenaar, Wijnands et Muno (2008), cette position correspond à celle de la binaire X

La détection de sursauts X de type I a permis d'établir que cette source était une binaire dont le composant compact est une étoile à neutrons.

⁴ simbad.u-strasbg.fr

transitoire de faible masse KS 1741–293. Cependant, Martí et al. (2007) identifient cette transitoire X avec une autre source ponctuelle très proche ($\sim 30''$) vue par *Chandra* et cataloguée par Munro et al. (2006) sous l'entrée CXOGC J174451.0–2920116. Cette dernière étude est celle qui fait foi dans le catalogue établi par Liu, van Paradijs et van den Heuvel (2007), sur lequel se fonde notamment la base de données *Simbad*⁴. La question est donc de savoir laquelle de ces deux sources peut être identifiée avec KS 1741–293 qui, si elle a été observée par de nombreux instruments depuis sa découverte en 1989 avec *KVANT* (in 't Zand et al., 1991), n'a donc jamais pu être localisée à ce niveau de précision angulaire.

Les observations réalisées avec *Chandra* (HRC-I et ACIS-S), *Suzaku* et *INTEGRAL* permettent d'établir que KS 1741–293 était particulièrement active à l'époque de l'observation *Chandra* (ACIS-I) réalisée en 2005 (voir Degenaar et Wijnands, 2013, et les références qui s'y trouvent). La source très brillante visible dans ces données est donc identifiable à ce titre avec KS 1741–293. Les paramètres spectraux que j'ai obtenus en ajustant son spectre avec une loi de puissance absorbée ($\chi^2/\text{ddl} = 90,5/88$) sont de plus comparables à ceux rapportés par Degenaar, Wijnands et Munro (2008) et Degenaar et Wijnands (2013), à savoir une densité de colonne valant $N_H = (1,7 \pm 0,4) \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, un indice spectral $\Gamma = 1,2 \pm 0,1$ et un flux corrigé de l'absorption $F_{2-10} = 1,6 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ correspondant à une luminosité de l'ordre de $1,2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ à la distance du centre galactique (environ dix fois supérieure au niveau quiescent).

La position de la source, indiquée ci-dessus à partir de l'astrométrie de l'observation *Chandra* (ACIS-I) prise en 2005, correspond bien à celle proposée par Degenaar, Wijnands et Munro (2008), c'est-à-dire à celle des sources ponctuelles CXOGC J174451.6–292042 (Munro et al., 2009) et 2XMM J174451.3–292040 (Lin, Webb et Barret, 2012). Elle est compatible avec l'ensemble des positions précédemment déterminées avec *KVANT*, *ASCA* et *INTEGRAL* (Martí et al., 2007). J'ai pu confirmer cette analyse en observant une autre source ponctuelle clairement distincte de la source en activité à la position proposée pour KS 1741–293 par Martí et al. (2007). Cette source ponctuelle a pu être révélée grâce aux 100 ks de temps d'exposition supplémentaire obtenues par notre équipe en 2014, permettant d'atteindre près de 200 ks sur la zone en sommant les données 2005 et 2014. Le flux de cette seconde source est environ cent fois plus faible que celui de KS 1741–293 lors du sursaut de 2005. Faute d'un temps d'exposition suffisant, la source ponctuelle *Chandra* correspondant à KS 1741–293 n'avait pas encore été cataloguée au moment de la publication de l'étude de Martí et al. (2007), ce qui explique l'erreur d'identification faite par ces auteurs. Par ailleurs, la contrepartie initialement proposée par Martí et al. (2007), observée par *Chandra* et cataloguée à l'entrée CXOGC J174451.0–2920116, pourrait toutefois se situer en plus forte coïncidence spatiale avec une source radio vue à $\lambda = 6 \text{ cm}$ par MAGPIS (Helfand et al., 2006).

6.4 Étude de deux filaments non thermiques

Plusieurs filaments présentant une émission non thermique détectable en radio sont présents dans la région de Sgr C, dont l'un des plus brillants

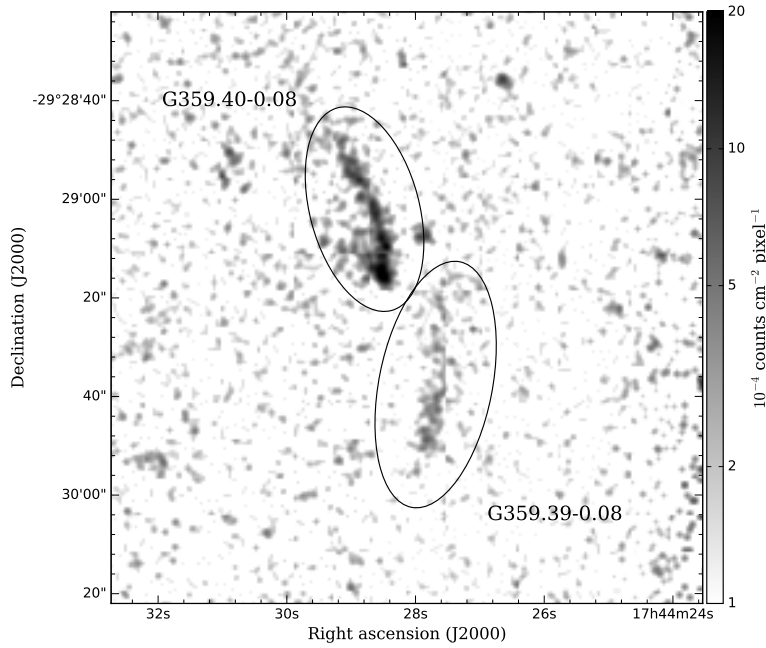


FIGURE 6.4 – Image dans la bande 2,0–8,0 keV des deux filaments identifiés dans Sgr C. L’image est donnée en échelle logarithmique avec une taille de pixel d’environ $0,5''$. Elle a été obtenue en sommant les observations *Chandra* prises en 2005 et 2014. Un lissage gaussien de rayon 1 pixel a été appliqué. Le nord est en haut, l’est à gauche.

de la zone moléculaire centrale, appelé « le filament de Sgr C » (Liszt, 1985; Anantharamaiah et al., 1991; LaRosa et al., 2000). En rayons X, une structure filamentaire, appelée G359.40–0.08, a été identifiée par Johnson, Dong et Wang (2009) avec *Chandra* sans que sa nature puisse être clairement déterminée, faute d’une statistique suffisante. Plusieurs objets peuvent correspondre à un tel filament. Il pourrait par exemple s’agir d’une nébuleuse en réflexion à condition que celle-ci présente une raie $\text{FeK}\alpha$ à 6,4 KeV, ou d’une nébuleuse de pulsar, c’est-à-dire d’une structure cométaire produite par le mouvement supersonique d’une nébuleuse. Dans ce cas, une « tête » devrait être visible.

L’observation de 2014 obtenue par notre équipe a permis de doubler le temps d’exposition disponible pour cette région (~ 200 ks), offrant une opportunité d’investiguer la nature de G359.40–0.08. Elle révèle notamment pour la première fois la « tête » de ce filament X, qui apparaît située à son extrémité sud. Par ailleurs, j’ai pu mettre en évidence la présence d’un deuxième filament dans ces données, nommé G359.39–0.08. Plus faible mais de taille similaire à G359.40–0.08, il est situé à seulement $30''$ de ce dernier. Il est à noter qu’une source radio a également été détectée à cette position par Anantharamaiah et al. (1991) et LaRosa et al. (2000). Il s’agit probablement des mêmes objets, l’imprécision de l’astrométrie et la proximité des sources ne permettant pas de distinguer leurs émissions respectives.

Les spectres des deux filaments X ont été extraits à partir des données *Chandra*. Les observations de 2005 et 2014 ont de nouveau été sommées avec l’outil `combine_spectra` disponible dans CIAO. Compte tenu de la taille très réduite de ces objets, il n’a pas été possible d’inclure les données *XMM-Newton*, dont la résolution ne permet pas de séparer les deux sources.

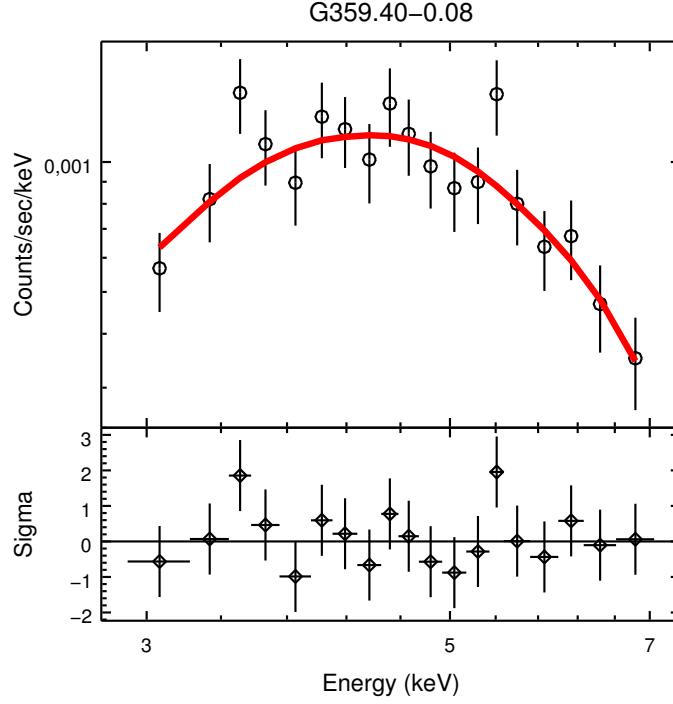


FIGURE 6.5 – Spectre du candidat nébuleuse de pulsar G359.40–0.08 extrait des données *Chandra* prises en 2005 et 2014. Le spectre est ajusté par une loi de puissance absorbée.

TABLE 6.4 – Valeurs des paramètres spectraux pour les deux candidats nébuleuses de pulsar identifiés dans Sgr C. Ces valeurs ont été obtenues en ajustant les données *Chandra* par une loi de puissance absorbée d’indice spectral Γ . La densité de colonne N_H correspond à l’absorption interstellaire en direction du centre galactique. Les erreurs sont données à 1σ , soit un degré de confiance de 68 %.

Région	N_H (10^{22} cm $^{-2}$)	Γ	χ^2/ddl
G359.40–0.08	$11.1^{+2.6}_{-2.3}$	$1.33^{+0.46}_{-0.42}$	17.0/14
G359.39–0.08	$8.2^{+5.0}_{-3.9}$	$0.69^{+0.86}_{-0.73}$	7.5/11

Les spectres obtenus ont pu être ajustés de façon satisfaisante par une loi de puissance absorbée, indiquant une origine non thermique (table 6.4) :

$$\text{wabs} \times \text{powerlaw} \quad (6.2)$$

L’ajout d’une raie à 6,4 keV n’a pas été nécessaire pour ajuster ces spectres. Aussi, comme le suggéraient déjà leur morphologie filamentaire ainsi que leur détection en radio, G359.40–0.08 et G359.39–0.08 sont donc très probablement des nébuleuses de pulsar⁵. Leur grande proximité l’une avec l’autre, mais également avec le vestige de supernova, confirment que Sgr C est une région très complexe en comparaison avec d’autres nuages moléculaires du centre galactique (voir aussi Ponti et al., 2015b).

⁵ Ces résultats ont été présentés aux journées de la SF2A organisées à Paris en juillet 2017 (Chuard et al., 2017b).

Estimation de la puissance de freinage

Afin de compléter cette étude, j’ai cherché à déterminer quelques uns des paramètres physiques de ces deux candidats nébuleuses de pulsar,

tels que leur puissance de freinage et leur âge. Pour cela, j'ai utilisé la loi empirique reliant l'indice spectral Γ de la nébuleuse à la puissance de freinage du pulsar \dot{E} proposée par Gotthelf (2003) à partir d'observations de neuf pulsars et de leur nébuleuse associée avec *Chandra* :

$$\Gamma_{\text{PWN}} = 2,36 - \frac{0,021}{\sqrt{\dot{E}}} \quad (6.3)$$

Cette relation appliquée aux données *Chandra* prises en 2005 et 2014 donne une puissance de freinage $\dot{E} \sim 4,2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ pour G359.40–0.08 et $\dot{E} \sim 1,6 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ pour G359.39–0.08. Dans ce dernier cas, la très faible statistique implique une incertitude extrêmement importante et cette valeur doit donc être interprétée avec précaution. Une autre relation, due cette fois à Seward et Wang (1988), permet également d'estimer la puissance de freinage, cette fois directement à partir de la luminosité X dans la bande 0,2–4 keV :

$$\log_{10} L_X = 1,39 \log_{10} \dot{E} - 16,6 \quad (6.4)$$

J'ai déterminé les flux non absorbés à partir du modèle spectral, en utilisant l'outil `calc_energy_flux` disponible dans *Sherpa*. Je les ai trouvés égaux à $F = 3,3 \times 10^{-13}$ et $F = 5,0 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, respectivement. En supposant que les deux nébuleuses sont situées à une distance de la Terre égale à celle du centre galactique ($R_0 \sim 8 \text{ kpc}$), les luminosités associées sont $L = 2,5 \times 10^{33}$ et $L = 3,9 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$, ce qui correspond à des puissances de freinage valant respectivement $\dot{E} = 9,4 \times 10^{35}$ et $\dot{E} = 2,4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ d'après l'équation 6.4.

Les deux formules donnent donc des résultats relativement proches, l'écart d'environ un ordre de grandeur dans le cas de G359.39–0.08 étant très probablement dû au manque de précision dans l'ajustement des paramètres spectraux du fait de la très faible statistique disponible. Afin de tenir compte de ces limitations, le lecteur pourra simplement retenir les estimations $\dot{E} \sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ pour G359.40–0.08 et $\dot{E} \sim 10^{35-36} \text{ erg s}^{-1}$ pour G359.39–0.08.

Estimation de l'âge des électrons

Compte tenu de ces valeurs de l'énergie de freinage, il est possible d'estimer très approximativement l'âge caractéristique des nébuleuses à $\tau_c \sim 10^{4-5}$ ans (Kargaltsev et al., 2015). Cette valeur peut être comparée à l'âge des électrons du pulsar, qui peut être grossièrement estimé à partir de la taille angulaire des candidats nébuleuses. Toutes deux ont une longueur d'environ $l \sim 30''$, ce qui correspond à $l \sim 1,2 \text{ pc}$ à la distance du centre galactique. En faisant l'hypothèse que les électrons sont advectés à une vitesse minimale $v \sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ (voir p. ex. Helfand, Agüeros et Gotthelf, 2003), on obtient un âge typique $\tau_e \sim 400$ ans pour les électrons. La différence entre les deux âges caractéristiques obtenus indique qu'une grande partie des électrons n'est plus visible en rayons X. En revanche, ceux-ci pourraient générer une émission inverse Compton détectable dans le domaine du TeV par les observatoires gamma de très haute énergie (voir p. ex. HESS Collaboration, 2018b).

L'énergie rayonnée par le pulsar implique une perte d'énergie cinétique de rotation de l'étoile à neutrons, par conservation de l'énergie. Le moment d'inertie restant constant, cela se traduit par un ralentissement du pulsar.

6.5 Émission à 6,4 keV de Sgr C

Lors de la toute première observation d'un signal à 6,4 keV au centre galactique par Koyama et al. (1996), seul le complexe moléculaire Sgr B2 a été détecté. Sgr C étant environ sept fois moins massif que Sgr B2 (Oka et al., 1998), il est a priori également sept fois moins lumineux, et donc trop faible pour être détecté avec la faible statistique des premières observations. Cependant, l'intérêt d'une détection dans cette région est vite apparu : si Sgr B2 est illuminé par un épisode intense d'activité passée de Sgr A*, d'autres nuages de la zone moléculaire centrale doivent également présenter un signal de réflexion (Murakami et al., 2000).

Les observations réalisées par Murakami et al. (2001) avec le satellite ASCA ont ainsi mis en évidence l'importante émission dans la raie du fer $\text{FeK}\alpha$ à 6,4 keV de la région de Sgr C, qui est donc la deuxième à être identifiée comme potentielle nébuleuse de réflexion. Ces auteurs ont en effet mesuré une largeur équivalente de la raie d'environ 0,8 keV et une absorption par le milieu interstellaire de densité de colonne $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Ils en ont conclu que cette émission, très similaire à celle observée à l'époque dans Sgr B2, était probablement due à la réflexion d'un épisode d'activité de Sgr A* ayant eu lieu quelques centaines d'années auparavant et de luminosité $L_X \sim 3 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$.

Les observations prises avec *Suzaku* en février 2006 (107 ks) par Nakajima et al. (2009) ont permis de préciser ces premiers éléments. L'émission à 6,4 keV de Sgr C a ainsi pu être résolue en quatre régions principales : M359.43–0.07, M359.47–0.15, M359.43–0.12 et M359.38–0.00. Parmi ces régions, les auteurs ont étudié seulement les deux premières en détail, du fait de la coïncidence spatiale entre M359.43–0.12 et le candidat reste de supernova G359.41–0.12 et de la trop faible statistique disponible dans la région M359.38–0.00 située plus au nord et dont l'émission est faible. Les spectres extraits ont révélé la largeur équivalente extrêmement importante de la raie $\text{FeK}\alpha$ ($\sim 2 \text{ keV}$), encourageant de nouveau une interprétation de l'émission comme un signal de réflexion X. La source à l'origine de cet écho devant avoir une luminosité supérieure à $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, Nakajima et al. (2009) ont proposé là encore qu'il s'agisse de Sgr A*. Enfin, Ryu et al. (2013) ont également analysé l'émission à 6,4 keV de Sgr C en prenant appui sur des données supplémentaires obtenues avec *Suzaku* en septembre 2010 (83 ks). Ils ont identifié deux des structures déjà mises en évidence par Nakajima et al. (2009), M359.43–0.07 et M359.47–0.15, qu'ils ont renommées Sgr C1 et Sgr C2, respectivement (fig. 6.6). Il existe une corrélation spatiale très nette entre ces structures et la matière moléculaire cartographiée par Tsuboi, Handa et Ukita (1999) en utilisant la molécule CS ($J = 1 - 0$) comme traceur. En particulier, Sgr C2 coïncide avec une concentration de matière dans la bande de vitesse de $-60 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ (Ryu et al., 2013).

En parallèle, la région de Sgr C a également été observée par Yusef-Zadeh et al. (2007) avec *Chandra* en 2005. Pour ces auteurs, la corrélation observée entre les régions d'émission X et les régions abritant des filaments radio non thermiques est le signe d'une origine due à l'irradiation par les rayons cosmiques plutôt qu'à des échos de lumière. Afin de tester cette hypothèse, j'ai étudié la variabilité de l'émission de la région entre 2005 et 2014. La présence d'un vestige de supernova ainsi que de plusieurs filaments, dont

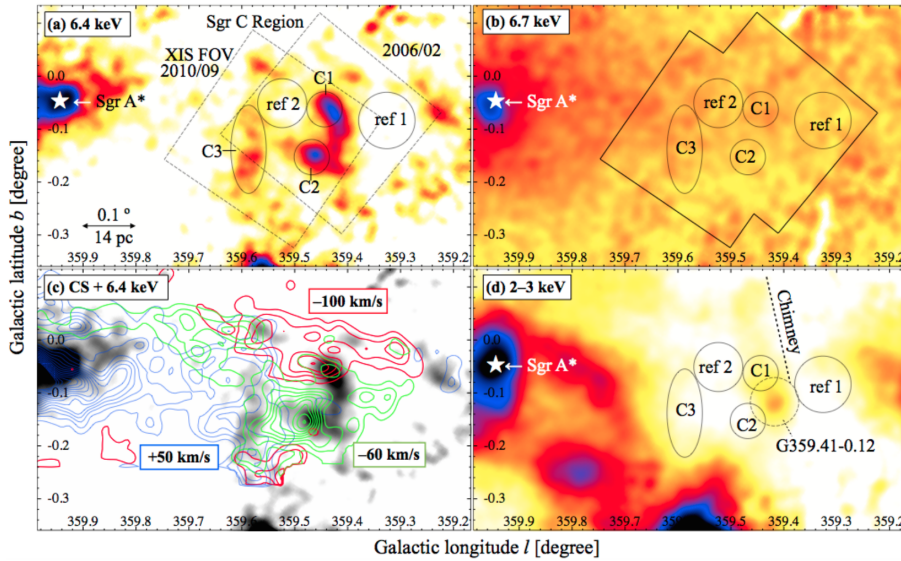


FIGURE 6.6 – Images de Sgr C vu avec *Suzaku* dans différentes bandes d'énergie. Les deux images de gauche sont identiques et représentent l'émission à 6,4 keV après soustraction de l'émission continue. Dans l'image du bas, les contours de la molécule CS (Tsuboi, Handa et Ukita, 1999) sont superposés à l'image. Figure extraite de Ryu et al. (2013).

TABLE 6.5 – Coordonnées galactiques des principales régions de Sgr C brillantes dans la raie $\text{Fe K}\alpha$, nommées d'après la convention utilisée par Ryu et al., 2013 et Terrier et al., 2018. Sgr C3 n'est pas considéré ici car cette région est hors du champ de vue des données *Chandra* dont nous disposons.

Nom	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	Axes ($'$)	Angle ($^{\circ}$)
Sgr C1	359.43	-0.07	3.66, 1.69	119
Sgr C2	359.47	-0.15	2.64, 1.99	150
Sgr C4	359.42	-0.16	5.20, 3.17	90
Région de contrôle	359.36	-0.06	3.08, 3.08	-

les deux structures, G359.40-0.08 et G359.39-0.08, décrites ci-dessus, font en effet du complexe Sgr C un parfait candidat pour trancher entre les deux scénarios de production de la raie $\text{Fe K}\alpha$.

Cartes de l'émission à 6,4 keV vue par *Chandra*

Je me suis concentré, dans un premier temps, sur la distribution spatiale de l'émission à 6,4 keV de Sgr C. Pour ce faire, la résolution angulaire inégalée de *Chandra* est un précieux atout. En utilisant les outils décrits au chapitre 3, j'ai produit deux images dans la bande 6,32-6,48 keV, une pour chaque année d'observation disponible (fig. 6.7). J'ai soustrait l'émission continue sous-jacente en suivant l'approche décrite par Ponti et al. (2010), qui consiste à estimer cette émission continue à partir d'images créées dans la bande 4,0-6,1 keV. Pour cela, l'émission dans cette bande artificiellement « prolongée » jusque dans la bande d'intérêt, en supposant un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2$. L'émission déduite dans la bande d'intérêt est ensuite renormalisée de façon à tenir compte de la différence de largeur entre la bande d'énergie initiale et la bande d'intérêt. J'ai déterminé que le facteur de renormalisation valait ainsi 0,045.

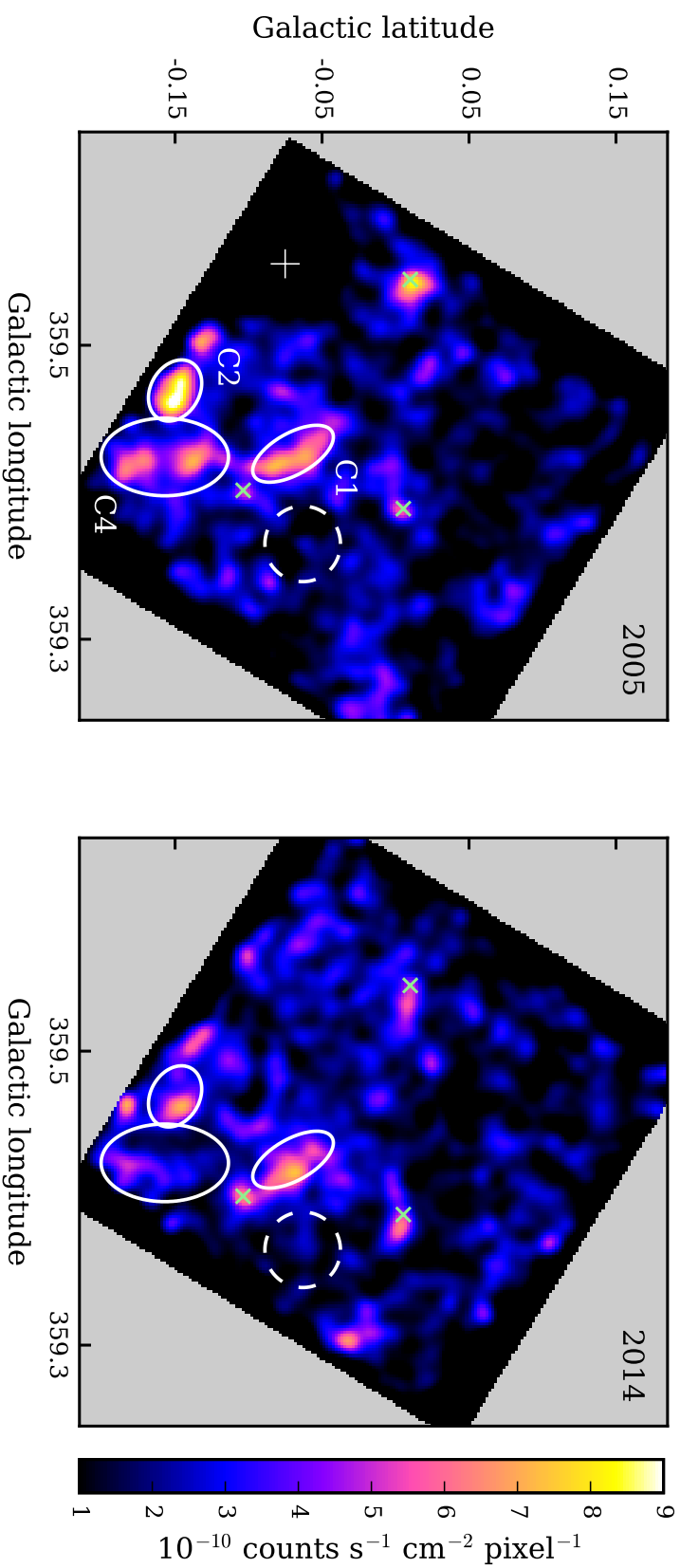


FIGURE 6.7 – Images de Sgr C dans la raie Fe K α établies à partir des données *Chandra* prises en 2005 (à gauche) et 2014 (à droite). Les cartes sont données en $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{pixel}^{-1}$ avec une taille de pixel d'environ $1''$. L'émission continue a été soustraite et un lissage gaussien de rayon 20 pixels a été appliqué. Les régions d'intérêt (Sgr C1, Sgr C2, et Sgr C4) sont mises en évidence par les ellipses en traits pleins. Le cercle en pointillés délimite la région de contrôle. La croix blanche marque la position de la transitoire KS 1741–293 qui a été soustraite des données prises en 2005. Les croix vertes marquent la position des sources ponctuelles brillantes ($F_{0.5-8 \text{ keV}} > 10^{-5} \text{ ph s}^{-1} \text{cm}^{-2}$) cataloguées par Munro et al. (2006) qui restent visibles après la soustraction de l'émission continue.

Les données prises en 2005 montrent que l'émission dans la raie Fe K α se divise principalement en trois régions, dont les coordonnées sont données dans la table 6.5. Deux de ces régions correspondent à celles précédemment identifiées par Nakajima et al. (2009) à partir d'une observation faite avec *Suzaku* quelques mois après celle réalisée avec *Chandra*. Il s'agit des régions que Ryu et al. (2013) nomment Sgr C1 et C2. Sgr C1 est la région la plus au nord galactique. Elle montre une émission étendue homogène légèrement arquée s'étendant sur près d'une dizaine de parsecs en projection. La région Sgr C2 est la plus brillante. Elle a une forme plus compacte et une ellipticité plus faible. Une troisième région apparaît de manière plus nette grâce à l'excellente résolution angulaire de *Chandra*, là où *Suzaku* percevait seulement une importante composante diffuse à 6,4 keV. Elle englobe la région M359.43–0.12 déjà identifiée par Nakajima et al. (2009) et s'étend sur une dizaine de parsecs selon un axe nord-sud. Son émission en 2005 se répartit principalement en deux concentrations de taille et de luminosité comparables. Dans l'esprit de la nomenclature proposée par Ryu et al. (2013), notre équipe a choisi d'appeler cette région Sgr C4 (Terrier et al., 2018).

Grâce à l'observation de Sgr C obtenue par notre équipe avec *Chandra* en 2014, j'ai pu avoir accès à l'évolution morphologique de la région à neuf ans d'intervalle avec une finesse inégalée. La comparaison des données 2005 et 2014 met ainsi en évidence d'importants changements dans la morphologie de l'émission. Le changement le plus significatif a lieu dans la région Sgr C4, qui apparaît désormais quasiment éteinte. Seule la sous-structure la plus au sud galactique reste visible mais son flux est nettement plus faible qu'en 2005. Le centroïde de l'émission semble de plus s'être déplacé en direction du sud-est galactique. L'éclat de Sgr C2, la région la plus brillante en 2005, a lui aussi diminué, jusqu'à atteindre un flux comparable à celui des deux sous-structures de Sgr C4 en 2005. Le centroïde de son émission s'est lui aussi déplacé, mais cette fois en direction de l'ouest galactique. Comparé à ces deux régions, Sgr C1 se distingue par son flux resté relativement constant. En revanche, il présente également un changement de morphologie notable puisque son émission apparaît décalée vers l'ouest en 2014 et moins étendue qu'en 2005. Ainsi, l'ensemble des trois régions considérées présente des signes significatifs de variations, qu'il s'agisse d'un changement de luminosité, d'un déplacement de l'émission ou des deux à la fois.

6.6 Variabilité de l'émission à 6,4 keV de Sgr C

Si les observations rapportées ci-dessus mettent clairement en évidence la variabilité de l'émission à 6,4 keV de Sgr C, elles ne permettent pas de la quantifier précisément. Aussi, afin d'obtenir des informations plus quantitatives sur les variations observées, j'ai extrait les spectres de l'émission X dans les trois régions identifiées (Sgr C1, C2 et C4) dans le but de pouvoir suivre précisément l'évolution du flux dans la raie Fe K α au cours du temps. Pour cette analyse, la résolution angulaire n'étant plus déterminante, j'ai également pris en compte l'ensemble des données *XMM-Newton* disponibles pour cette région, soit un total de dix observations réalisées entre 2000 et 2012 (table 6.6). La grande surface efficace de *XMM-Newton* est d'une aide précieuse pour augmenter la statistique disponible dans les spectres de ces trois régions.

TABLE 6.6 – Liste des observations *XMM-Newton* utilisées dans ce chapitre.

Date	Obs. ID	Temps d'exposition (ks)	
		EPIC-MOS	EPIC-pn
2000-09-11	0112970701	23,89	20,00
2000-09-21	0112970801	23,89	20,00
2006-02-27	0302883101	11,47	9,84
2006-09-09	0302884501	8,42	6,79
2007-09-06	0504940701	6,67	5,06
2008-03-04	0511001301	6,67	5,06
2008-09-27	0511001401	6,67	5,03
2012-08-30	0694640201	46,67	45,04
2012-09-07	0694640101	43,67	42,04
2012-09-12	0694640901	44,67	43,04

Les spectres ont été extraits avec les outils standards fournis par chaque observatoire et décrits au chapitre 3. Le fond instrumental (le fond cosmique étant assez absorbé en direction du centre galactique) a été estimé avec des spectres extraits selon la même procédure des observations en champ vide pour *Chandra* et des observations avec le capot fermé pour *XMM-Newton* (cf. chapitre 3). La contribution des fonds astrophysiques a été estimée à partir d'un spectre extrait dans une région de contrôle présentant peu d'émission à 6,4 keV.

Tous les spectres ont été regroupés jusqu'à ce que la racine carrée du nombre de coups dans chaque classe dépasse un rapport signal sur bruit minimum, compris entre 3 et 10, suivant la qualité des données. Les spectres modélisant le fond instrumental ont été soustraits des données avant ajustement.

J'ai ajusté les spectres ainsi obtenus avec un modèle phénoménologique composé d'une composante de réflexion et de deux composantes d'émission thermique du plasma (APEC ; Smith et al., 2001). J'ai restreint l'analyse à la bande d'énergie 2,0–7,5 keV pour supprimer la contamination par les raies instrumentales créées dans les détecteurs, qui concerne notamment les données *XMM-Newton* (à 1,49 et 1,75 keV pour EPIC-MOS et à 1,49 keV et aux alentours de 8 keV pour EPIC-pn).

La composante continue de l'émission de réflexion est modélisée par une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2$ absorbée par une densité de colonne fixée à $N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. La loi de puissance correspond au spectre incident en provenance de la source à l'origine de l'illumination, tandis que l'absorption traduit l'effet de la traversée du nuage moléculaire. Le modèle de l'émission est complété par une gaussienne de centre $E = 6,4 \text{ keV}$ et de largeur $\sigma_E = 10 \text{ eV}$ qui représente la raie de fluorescence Fe $K\alpha$.

Suivant la démarche de Koyama et al. (2007) et Tsuru et al. (2009), j'ai fixé les températures des deux APEC à 1,0 et 6,5 keV, respectivement. Le premier APEC représente l'émission du plasma « tiède » local et le second celle du plasma « chaud » de la dorsale galactique (*Galactic ridge*). Le rapport des deux normalisations des plasmas a été laissé libre de varier. La métallicité a été fixée aux valeurs solaires, comme prescrit par Nakajima et al. (2009).

Une absorption interstellaire d'avant-plan a enfin été appliquée à l'ensemble des composantes, excepté la gaussienne. Sa densité de colonne était fixée à la valeur typique de $N_H = 7,5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Ponti et al., 2015b). L'ensemble du modèle se résume ainsi à l'équation suivante :

$$\text{wabs}_1 \times (\text{apec}_1 + \text{apec}_2 + \text{wabs}_2 \times \text{powerlaw}) + \text{gaussian} \quad (6.5)$$

Même si, comme nous le verrons plus bas, cette description *ad hoc* ne correspond pas exactement à la physique du phénomène de réflexion, elle permet de déterminer précisément le flux dans la raie Fe K α et ses variations au cours du temps. L'essentiel ici est d'ajuster au mieux les données, quitte à ce que le modèle utilisé pour le faire soit un peu moins pertinent physiquement qu'un modèle dédié. Elle parvient d'ailleurs à un ajustement très satisfaisant des données, comme en attestent les statistiques réduites pour chaque région ($\chi^2/\text{ddl} = 482,0/469$ pour Sgr C1, 381,1/360 pour C2, 579,0/577 pour C4 et 418,9/409 pour la région de contrôle).

J'ai associé les données disponibles en six groupes, selon l'année où chaque observation a été effectuée. Le premier groupe correspond à l'année 2000 et comprend deux observations *XMM-Newton* pour chaque région. Le deuxième groupe comprend l'observation *Chandra* de 2005 et le troisième groupe les deux observations *XMM-Newton* réalisées en 2006. Le quatrième groupe réunit les observations *XMM-Newton* prises en 2007 et 2008, et le cinquième groupe les trois observations *XMM-Newton* effectuées en 2012. Enfin, le sixième et dernier groupe contient les trois observations *Chandra* obtenue par notre équipe en 2014. Considérant que l'émission thermique était relativement stable au cours du temps, j'ai imposé aux deux APEC d'avoir les mêmes normalisations dans une région donnée pour l'ensemble des six périodes. À l'inverse, les normalisations de la loi de puissance et de la raie gaussienne étaient libres de varier d'une période à l'autre pour reproduire au mieux les variations de l'émission non thermique observées lors de l'analyse par imagerie. L'ensemble du jeu de données couvrant les six périodes a été ajusté simultanément région par région.

L'évolution du flux dans la raie gaussienne d'une année à l'autre permet de tracer les courbes de lumière présentées à la figure 6.8. Aucun décalage systématique n'est visible entre les points issus des observations *Chandra* et ceux issus des observations *XMM-Newton*, ce qui suggère que les éventuelles erreurs d'intercalibration n'affectent pas significativement les résultats. Les tendances observées confirment que l'émission réfléchi de Sgr C a largement varié au cours des quinze dernières années. Dans les régions Sgr C2 et C4 notamment, l'hypothèse d'un flux constant sur l'ensemble de cette période peut ainsi être rejetée à 5,6 et 5,4 σ respectivement. Cette variabilité est spécifique à certaines régions, comme l'illustre le flux dans la région de contrôle qui reste relativement constant sur l'ensemble de la période. Les lignes horizontales et les bandes grisées sur la figure 6.8 représentent son niveau moyen et son écart-type, respectivement. J'ai considéré ce niveau d'émission comme un estimateur du fond à 6,4 keV présent dans les trois régions Sgr C1, C2 et C4.

La courbe de lumière de Sgr C2 présente un maximum en 2005, suivi d'une décroissance rapide puis d'une émission plus ou moins constante entre 2008 et 2014. Toutefois, puisqu'aucune observation n'a été effectuée entre 2000 et 2005, il est possible que nos données ne couvrent pas un

éventuel maximum encore plus important intervenu dans cet intervalle. La courbe de lumière de Sgr C4 est quant à elle compatible avec une décroissance linéaire sur l'ensemble de la période, jusqu'à atteindre un niveau de flux résiduel correspondant à l'émission de fond estimée à partir de la région de contrôle. Enfin, concernant Sgr C1, sa courbe de lumière pourrait être compatible avec un flux constant si *Chandra* n'avait pas observé un excès de flux en 2005 (+62 % par rapport à la moyenne du flux observé pour les autres années). Cette dernière région présente néanmoins une variabilité d'apparence plus faible que les deux autres. Toutefois, il convient de rappeler que la variabilité déduite ici des courbes de lumière ne traduit que les variations de flux dans une région d'intégration définie arbitrairement. Elle ne permet donc pas de quantifier les changements de morphologie de l'émission qui, comme nous l'avons vu précédemment, sont présents dans chacune des trois régions étudiées. Le cas de Sgr C1 est de ce point de vue très intéressant car son émission présente de grandes variations morphologiques alors même qu'elle conserve un niveau de flux relativement constant.

Les échelles de temps et l'amplitude des variations détectées permettent donc d'exclure le scénario d'irradiation par les rayons cosmiques dans Sgr C comme origine principale de l'émission à 6,4 keV, celui-ci étant incapable d'expliquer des variations aussi rapides tant en flux qu'en morphologie (voir p. ex. Yusef-Zadeh et al., 2013). Sgr C2 présente notamment une variation plus brutale que les autres régions autour de l'année 2005, alors même qu'il est situé à proximité d'un site potentiel de production de rayons cosmiques. Il est en effet très proche du bord sud-est de G359.41–0.12 qui pourrait être un site d'interaction entre le vestige de supernova et la matière moléculaire. Sa grande variabilité confirme pourtant que son émission ne peut pas être due aux électrons cosmiques de basse énergie, même si ces derniers peuvent être invoqués pour expliquer le niveau de fond beaucoup plus faible constaté dans la région.

Le scénario de la réflexion X est donc confirmé par nos résultats dans cette région de la zone moléculaire centrale. Il est de plus renforcé par la corrélation du flux dans la raie Fe K α avec le niveau de la composante continue de l'émission non thermique, représentée dans notre modèle par la normalisation de la loi de puissance (fig. 6.9). En effet, le flux dans la raie correspond à environ 2 à 3 % du flux de l'émission continue ainsi estimée. Afin de quantifier ce niveau de corrélation en tenant compte des incertitudes sur les deux axes (notés x et y , pour simplifier), j'ai utilisé la méthode des permutations (voir p. ex. Legendre et Legendre, 1998). Cette méthode est fondée sur le fait que, en l'absence de corrélation entre les deux variables testées, toutes les associations (x_i, y_j) sont équiprobables. Par conséquent, il est possible de comparer la statistique de l'association observée dans les données à la distribution de toutes les associations possibles, générées en permutant aléatoirement les valeurs de y_j associées aux x_i . J'ai réalisé cette opération grâce à la fonction `shuffle()` de la bibliothèque Python `random`. C'est lors de cette étape qu'il est possible de tenir compte des barres d'erreur sur les deux axes en ajoutant une probabilité pour chaque valeur d'être modifiée aléatoirement selon une distribution gaussienne dont l'écart-type est égal à l'erreur à 1σ calculée pour chaque point. Par cette méthode, j'ai donc pu estimer à 4σ le niveau de corrélation positive entre les variations

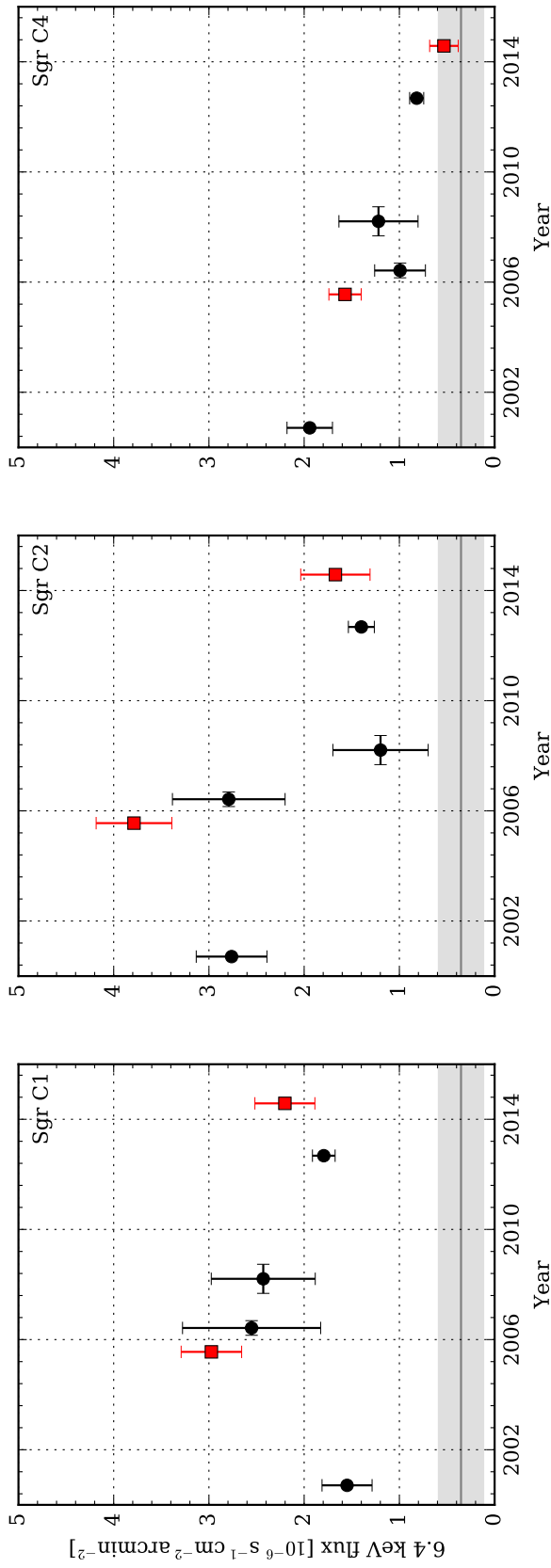


FIGURE 6.8 – Courbes de lumière du flux dans la raie à 6,4 keV obtenues par ajustement des données avec un modèle phénoménologique dans les régions Sgr C1 (à gauche), Sgr C2 (au centre) et Sgr C4 (à droite). Les points noirs correspondent aux observations XMM-Newton. Les carrés rouges correspondent au modèle. Les bandes grisées représentent le niveau de l'émission de fond à 6,4 keV, estimée à partir de la région de contrôle. Les lignes continues au centre des bandes donnent la valeur moyenne, tandis que la largeur des bandes correspond à l'écart-type.

du flux dans la raie et celles dans la composante continue, en considérant ensemble les données des trois régions.

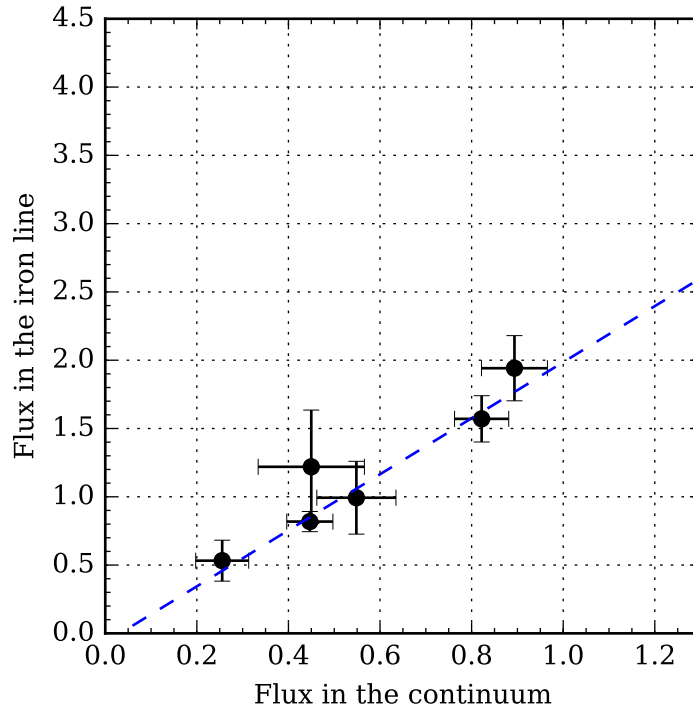


FIGURE 6.9 – Représentation du flux dans la raie gaussienne à 6,4 keV (en unités de 10^{-6} photons $s^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$) en fonction de la normalisation de la loi de puissance (en unités de 10^{-4} photons $s^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$) représentant la composante continue de l'émission, pour la région Sgr C4. La ligne tiretée bleue correspond au meilleur ajustement linéaire.

Un indice supplémentaire en faveur du scénario des échos X provient du mouvement apparent de l'émission, qui semble globalement dirigé vers l'ouest galactique. Cela suggère qu'une source unique est à l'origine de l'illumination de toutes les sous-régions de Sgr C et que celle-ci se situe probablement dans la direction opposée au mouvement apparent, c'est-à-dire dans la direction du noyau galactique. Ces éléments pointent bien sûr vers Sgr A*. Afin de vérifier cette hypothèse, j'ai estimé grossièrement la luminosité attendue pour expliquer l'émission observée dans Sgr C à partir de l'équation 4.23. La taille des nuages a été estimée à partir de la taille des régions d'extraction des spectres qui les englobent. Cela conduit à obtenir uniquement des limites inférieures pour la luminosité. Avec cette hypothèse, j'obtiens ainsi une luminosité minimum de quelque 10^{37} erg s^{-1} pour un spectre incident en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2$. Si le niveau d'activité actuel de Sgr A* est très en deçà de cette valeur, un important sursaut du trou noir pourrait tout à fait atteindre cette luminosité, qui reste très inférieure à la luminosité limite d'Eddington. En revanche, les autres sources du centre galactique sont incapables de maintenir ce niveau de luminosité, avec un spectre dur, pendant plusieurs années, comme l'indiquent les temps d'illumination des nuages observés (voir p. ex. Sakano et al., 2002; Werner et al., 2004).

Ces temps d'illumination permettent d'ailleurs d'aller plus loin dans la caractérisation des épisodes d'activité passés de Sgr A* ayant pu générer l'émission réfléchie. En effet, la comparaison des trois courbes de lumière

obtenues semble suggérer l'existence de deux temps caractéristiques différents. Le premier correspond à des variations relativement uniformes sur la période considérée (14 ans). Il concerne tout particulièrement Sgr C₄, mais également Sgr C₁. Le second correspond à des variations beaucoup plus rapides de l'ordre de quelques années et se rencontre dans Sgr C₂, lors de l'augmentation de l'émission révélée par *Chandra* en 2005. Ces deux échelles temporelles sont, au moins partiellement, liées à la durée des épisodes d'activité passés de Sgr A*. Il reste cependant difficile d'établir dans quelle mesure elles le sont, la réponse observée étant le résultat de la convolution du signal incident et de la distribution de matière du nuage.

6.7 Détermination de la position des nuages

Nous venons de voir que le complexe moléculaire Sgr C présente plusieurs régions brillantes dans la raie Fe K α , dont l'émission variable suggère qu'elles reflètent les échos d'une source X très lumineuse, à savoir très probablement Sgr A*. Ces observations permettent donc d'étudier indirectement l'activité passée du trou noir galactique. Toutefois, pour reconstruire précisément sa courbe de lumière à partir de celles des nuages, et notamment pour dater les épisodes d'activité passés, il est nécessaire de connaître le temps de propagation des échos dans la zone moléculaire centrale. Ce temps de propagation dépend directement de la position des nuages moléculaires le long de la ligne de visée. Comme nous l'avons vu au chapitre 5, cette information peut être extraite des spectres de l'émission réfléchie, à condition d'utiliser un modèle Monte-Carlo tel *rayflX*. Cependant, pour cette partie, qui présente une analyse ayant été réalisée avant le développement de ce code, j'ai utilisé un autre modèle Monte-Carlo sensiblement équivalent, celui développé par Walls et al. (2016).

Ajustement des spectres des nuages avec un modèle Monte-Carlo

Comme pour *rayflX*, les tables XSPEC générées à partir de ce modèle permettent d'ajuster les données spectrales dont je dispose en ayant la géométrie de la réflexion comme paramètre d'ajustement. En pratique, ce code utilise pour cela l'angle (en degrés) entre l'observateur, le nuage et la source d'illumination.

Pour cette analyse, j'ai donc repris le modèle phénoménologique décrit plus haut (éq. 6.5) en représentant cette fois l'émission réfléchie par le code Monte-Carlo. Les paramètres des deux plasmas et de l'absorption interstellaire d'avant-plan n'ont pas été modifiés. Les seuls paramètres libres sont les normalisations des APEC, l'angle de vue du nuage, sa densité de colonne, et le flux de l'émission réfléchie pour chacune des périodes considérées. Le profil de densité du nuage est supposé uniforme. Afin d'obtenir les meilleures contraintes possibles sur la position des nuages, j'ai restreint l'analyse aux observations les plus profondes, à savoir celles réalisées en 2000, 2005, 2012 et 2014. Cela implique de passer de six à quatre périodes. Globalement, le modèle se résume à l'expression suivante :

$$\text{wabs} \times (\text{apec}_1 + \text{apec}_2 + \text{Walls}) \quad (6.6)$$

TABLE 6.7 – Valeurs de l’angle de visée et de la densité de colonne du nuage (avec un profil de densité uniforme) obtenues par ajustement des spectres *XMM-Newton* et *Chandra* avec le modèle Monte-Carlo de Walls et al. (2016). La métallicité est fixée aux valeurs solaires. Les valeurs des six paramètres libres du modèle correspondant aux normalisations de l’émission réfléchie pour les quatre périodes considérées et aux deux plasmas galactiques ne sont pas précisées. Elles sont parfaitement cohérentes avec celles obtenues en utilisant le modèle phénoménologique pour établir les courbes de lumière.

Région	Angle (°)	N_H (10^{23}cm^{-2})	χ^2/ddl
Sgr C1	$102.0^{+5.8}_{-11.5}$	$2.18^{+0.20}_{-0.37}$	423.6/372
Sgr C2	$66.7^{+9.9}_{-6.3}$	$7.0^{+1.2}_{-1.2}$	234.0/206
Sgr C4	$96.0^{+6.2}_{-9.5}$	$1.63^{+0.12}_{-0.13}$	436.2/420

⁶ Ces résultats ont été publiés dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Chuard et al., 2018).

Les résultats obtenus sont présentés dans la table 6.7. Les contours de confiance sont précisés à la figure 6.10 pour chaque région⁶. Les densités de colonne obtenues sont supérieures à celles généralement données pour la région (Yusef-Zadeh et al., 2007; Nakajima et al., 2009). Walls et al. (2016) ont également rapporté une densité de colonne augmentée lorsqu’ils ont testé leur modèle avec Sgr B2, ce qui peut suggérer que le modèle Monte-Carlo permet de révéler des densités jusque là mal ajustées par d’autres modèles spectraux moins adaptés. Les valeurs que j’obtiens sont de plus en accord avec celles que j’ai dérivées des cartes produites par Tsuboi, Handa et Ukita (1999) à partir de la transition $J = 1-0$ de la molécule CS ($N_H \sim 10^{23} \text{cm}^{-2}$) et par Molinari et al. (2011) avec *Herschel* ($N_H \sim 10^{24} \text{cm}^{-2}$).

Si les valeurs de l’angle obtenues peuvent sembler très bien contraintes, il faut garder à l’esprit que seule l’erreur statistique de l’ajustement est considérée pour déterminer les incertitudes données dans la table 6.7. Les sources d’erreurs systématiques ne sont pas prises en compte. En particulier, l’effet de la métallicité du nuage, de son profil de densité et de sa géométrie n’est pas considéré.

Estimation de l’amplitude de quelques effets systématiques

Afin d’évaluer l’impact de ces erreurs systématiques, j’ai estimé l’effet de la métallicité Z du nuage en reproduisant cette analyse avec le modèle de Walls et al. (2016) correspondant à $Z = 1,3$. Deux autres valeurs de la métallicité pouvaient être testées ($Z = 1,7$, et $Z = 1,9$) mais ces dernières sont assez élevées par rapport aux abondances observées au centre de la Galaxie (voir p. ex. Davies et al., 2009) et donc d’un intérêt plus limité. Dans le cas $Z = 1,3$, les nuages se retrouvent plus loin les uns des autres que lorsque la métallicité reste à la valeur solaire. En effet, l’angle de vue de Sgr C1 augmente et prend la nouvelle valeur $\theta = 107.0^{+9.2}_{-13.1}$ degrés. À l’inverse, l’angle de vue de Sgr C2 diminue et vaut alors $60.0^{+4.9}_{-8.2}$ degrés. La valeur que j’obtiens pour Sgr C4 reste en revanche quasiment inchangée ($93.0^{+15.6}_{-15.1}$ degrés). Bien que la plupart de ces ajustements ne reproduisent statistiquement pas mieux les données, ces éléments permettent d’estimer l’erreur systématique typique due à la métallicité du nuage. Il apparaît donc que passer de $Z = 1$ à $Z = 1,3$ ne change pas fondamentalement les positions relatives des nuages, même si les valeurs de l’angle sont modifiées dans une limite acceptable, puisque l’amplitude des variations reste dans tous les cas inférieure à dix degrés.

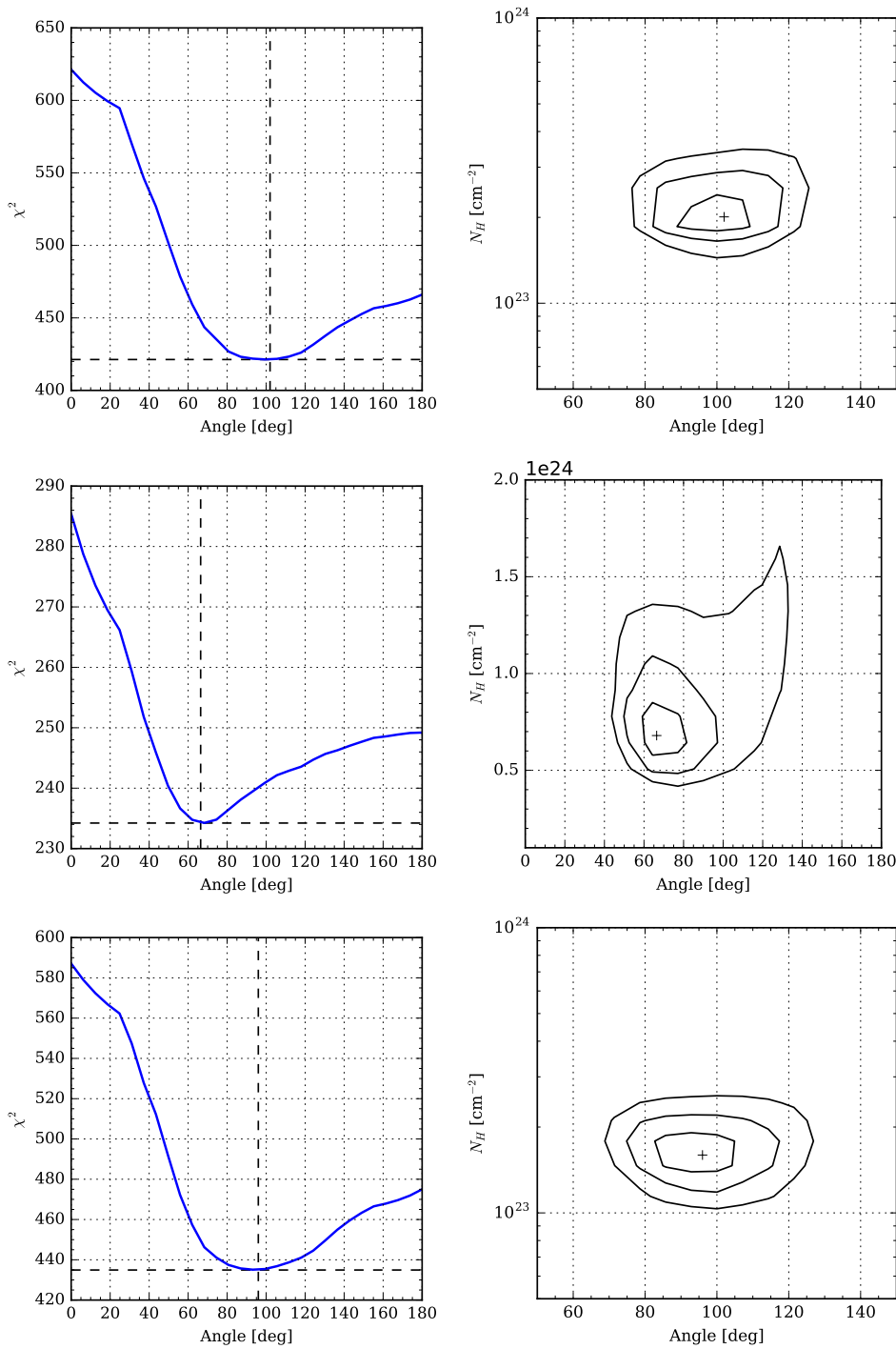


FIGURE 6.10 – À gauche : valeur de la statistique en fonction de l'angle de visée ajusté avec le modèle de Walls. À droite : contours à 1σ , 2σ et 3σ de la statistique en fonction de l'angle de visée et de la densité de colonne du nuage. Les figures sont données pour les régions Sgr C1 (en haut), Sgr C2 (au centre) et Sgr C4 (en bas).

J'ai également testé l'effet du profil de densité du nuage en utilisant la version du modèle Monte-Carlo où la densité est définie par un profil gaussien. Là encore, l'effet sur les valeurs de l'angle obtenues est très limité. Pour Sgr C₄ par exemple, l'angle reste égal à 96,0° quel que soit le profil utilisé. Pour Sgr C₁ et C₂, l'angle est modifié mais la logique des résultats n'est pas significativement altérée. Sgr C₁ passe ainsi de $\theta = 102^\circ$ avec le profil uniforme à $\theta = 96^\circ$ avec le profil gaussien. Sgr C₂ passe lui de $\theta = 67^\circ$ à $\theta = 59^\circ$. L'amplitude de cet effet systématique est de nouveau inférieure à dix degrés. Mais surtout, la qualité statistique de l'ajustement est systématiquement moins bonne avec un profil gaussien (425.3/372 pour C₁, 242.5/206 pour C₂ et 439.2/420 pour C₄). Cela m'a conduit à conserver un profil uniforme dans la suite de l'analyse.

Les éléments que je viens de donner permettent d'estimer grossièrement l'influence des effets systématiques sur les résultats de l'ajustement. Les valeurs des angles obtenues peuvent donc être modérément modifiées, mais l'ordre des nuages par angle croissant reste conservé dans tous les cas. En toute rigueur, l'effet de la forme du nuage aurait dû être également testé mais la géométrie sphérique est pour l'instant la seule disponible dans le modèle utilisé. Faire l'hypothèse d'une illumination totale du nuage n'est également peut-être pas sans conséquence pour les résultats obtenus. De nouveau, des développements supplémentaires dans l'implémentation des codes Monte-Carlo seraient requis afin de pouvoir explorer en détail ces effets.

Positions des nuages le long de la ligne de visée

À partir des angles obtenus, j'ai pu déterminer les positions tridimensionnelles des trois principaux nuages de Sgr C au sein de la zone moléculaire centrale. En effet, la position selon l'axe x (dans le plan du ciel) se déduit directement des coordonnées célestes des régions étudiées via l'équation suivante :

$$x \simeq \tan(l - l_0) \times R_0 \quad (6.7)$$

où l et l_0 sont les valeurs de longitude galactique (converties en radians) pour la région considérée et pour Sgr A*, respectivement.

La position z le long de la ligne de visée se calcule selon l'équation :

$$z = -\frac{|x|}{\tan(\theta)} \quad (6.8)$$

où θ est la valeur de l'angle de vue obtenue par ajustement spectral.

Les positions tridimensionnelles obtenues en appliquant ces formules aux trois régions étudiées avec les paramètres trouvés à la table 6.7 sont présentées à la figure 6.11. En suivant cette démarche, il apparaît que Sgr C₂ est le seul nuage situé en avant de Sgr A*, Sgr C₁ et Sgr C₄ se trouvant quant à eux légèrement en arrière du plan contenant le centre galactique, à des distances sur la ligne de visée compatibles entre elles.

Les positions trouvées sont confinées dans les 100 pc centraux, en accord avec les mesures d'absorption H I qui contraignent la position de la région H II de Sgr C aux 200 pc les plus internes de la Galaxie (Yusef-Zadeh et al.,

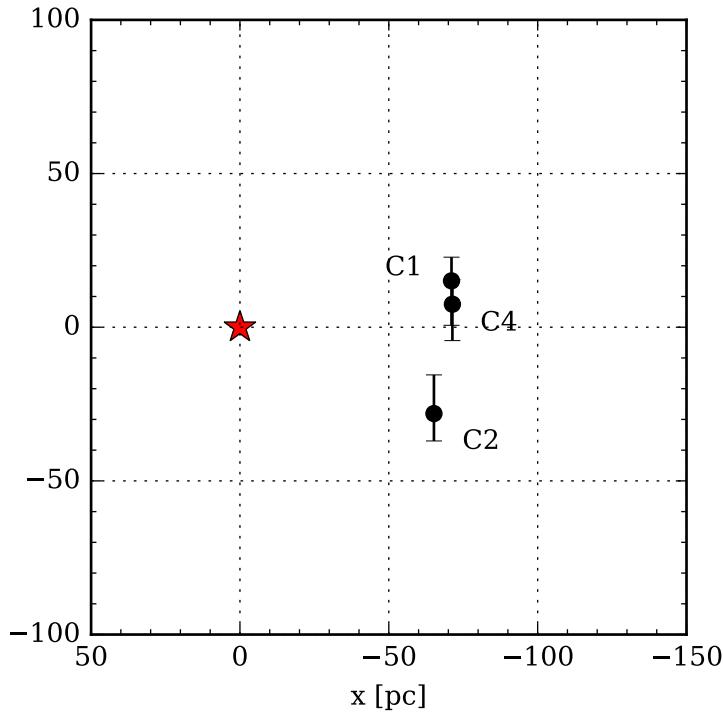


FIGURE 6.11 – Positions des principales structures brillantes à 6,4 keV du complexe moléculaire Sgr C, présentées dans une vue de dessus du centre galactique, obtenues par ajustement spectral avec le modèle de Walls et al. (2016). L'étoile rouge représente Sgr A*. L'observateur est situé en $z = -\infty$.

2007). Elles sont cohérentes avec les distributions de matière moléculaire obtenues par Sawada et al. (2004), et récemment confirmées par Yan et al. (2017). De plus, elles sont également cohérentes avec l'étude présentée à la section 6.2. En effet, j'ai montré que la plus faible luminosité du quart sud-est de G359.41–0.12 pouvait être le résultat d'une absorption d'avant-plan ($N_H \geq 4,0 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ à 3σ). Or, nous l'avons vu, Sgr C2 est situé très proche du bord sud-est du vestige de supernova et les valeurs de l'angle et de la densité de colonne que j'obtiens sont compatibles avec celles requises pour expliquer cette absorption d'avant-plan, ce qui pourrait suggérer que Sgr C2 se trouve devant G359.41–0.12. Ceci est d'autant plus intéressant que la région Sgr C4 est en apparence superposée à celle du vestige de supernova sans pour autant que l'émission de ce dernier semble absorbée. Si Sgr C4 était lui aussi situé devant G359.41–0.12, il devrait entraîner une absorption de son émission (toutefois moins importante que celle due à Sgr C2, en raison de sa plus faible densité de colonne). Puisque ce n'est pas le cas, il est possible d'en déduire par l'absurde que Sgr C4 se situe sans doute derrière G359.41–0.12, conformément aux résultats obtenus par ajustement spectral.

Toutefois, ces positions sont très différentes de celles établies par Ryu et al. (2013) à partir de l'absorption partielle des plasmas galactiques par les nuages (fig. 6.12). Ces auteurs se sont en effet appuyés sur le fait qu'un nuage situé très en avant de la zone moléculaire centrale doit entraîner une absorption de l'émission thermique locale, tandis qu'un nuage situé très en arrière n'a pas d'effet sur cette émission. Ils trouvent ainsi Sgr C1 en avant

de Sgr A*, en $z \simeq -75$ pc, et Sgr C2 en arrière du trou noir, en $z \simeq 60$ pc, soit à la fois une tendance inverse à celle de nos résultats, mais également des nuages beaucoup plus éloignés l'un de l'autre.

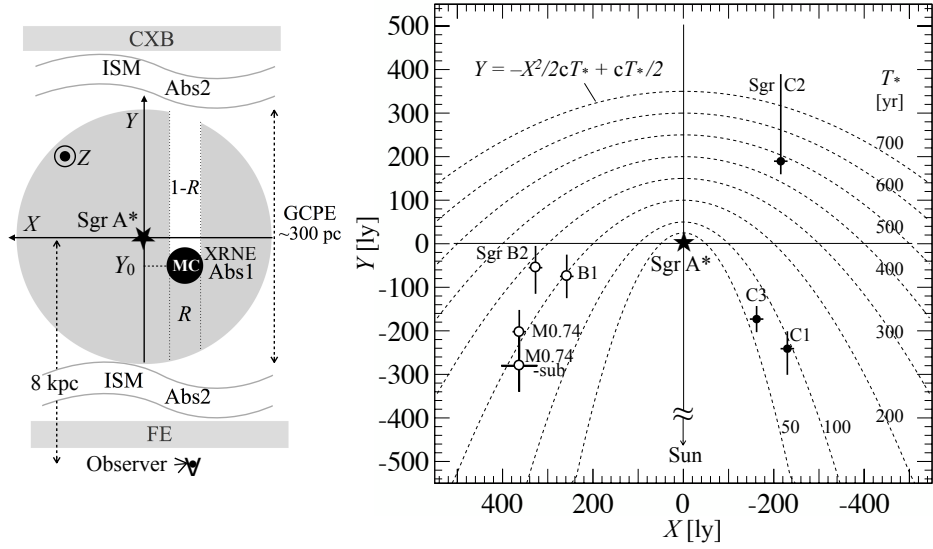


FIGURE 6.12 – À gauche : schéma du centre galactique vu de dessus, décrivant les composants du modèle spectral utilisé par Ryu et al. (2013). Le disque gris représente la région d'émission des plasmas galactiques, dont une partie $(1 - R)$ est absorbée par le nuage moléculaire. C'est l'amplitude de cet effet qui est utilisée pour contraindre la position du nuage. Le modèle tient également compte d'une absorption et d'une émission (FE) d'avant-plan, ainsi que du fond extragalactique (CXB). À droite : positions des principales sous-structures des complexes moléculaires Sgr B (Ryu et al., 2009) et Sgr C obtenues par cette méthode. Figures extraites de Ryu et al. (2013).

Toutefois, ces auteurs ont utilisé une loi de puissance absorbée pour modéliser cette émission, ce qui ne permet pas de prendre en compte les importantes modifications du spectre avec la position du nuage révélées par les modèles Monte-Carlo. Cet effet n'étant pas considéré, les positions obtenues sur la seule base de l'absorption partielle du plasma peuvent donc être faussées. De plus, chaque nuage moléculaire ne couvre en réalité qu'une fraction de la région utilisée pour l'extraction spectrale. Par conséquent, le nuage ne peut pas être considéré comme responsable de la totalité de l'absorption dans la région. Une partie de celle-ci est en effet indépendante de la position du nuage.

Malgré ces limitations, l'effet de la position du nuage sur l'absorption partielle du plasma est néanmoins bien réel. À ce titre, j'ai essayé de le prendre en compte en conservant le modèle Monte-Carlo comme modèle de base pour décrire l'émission réfléchi. Le modèle modifié est donné par l'équation suivante :

$$wabs \times [(apec_1 + apec_2) \times (R + (1 - R) \times wabs_{nuage}) + montecarlo] \quad (6.9)$$

où la densité de colonne de $wabs_{nuage}$ est imposée égale à celle du modèle Monte-Carlo, et où R est un facteur numérique compris entre 0 et 1 qui traduit la fraction relative de l'absorption des plasmas galactiques par le nuage. Ainsi, lorsque $R = 1$, on retrouve l'équation 6.6, ce qui signifie que l'émission thermique des plasmas (GCPE en anglais, pour *Galactic Centre Plasma Emission*) est affectée uniquement par l'absorption galactique d'avant-plan. Dans une approche « à la Ryu », cela implique que le nuage soit situé

au-delà de la zone de l'émission thermique le long de la ligne de visée. À l'inverse, lorsque $R = 0$, l'émission des plasmas est affectée à la fois par l'absorption d'avant-plan mais également par l'absorption créée par le nuage, qui doit donc se situer en avant de la zone d'émission des plasmas. Dans tous les cas, il y aura donc une fraction R de l'émission thermique des plasmas affectée uniquement par l'absorption galactique d'avant-plan et une fraction $1 - R$ affectée à la fois par l'absorption d'avant-plan et par l'absorption causée par le nuage. J'ai donc imposé que R soit relié à la valeur de l'angle du Monte-Carlo. En supposant que la région d'émission est circulaire avec un profil uniforme, on a alors :

$$R = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{z}{z_0} \right) \quad (6.10)$$

où z est la position du nuage le long de la ligne de visée telle que définie précédemment, et z_0 la taille de la région d'émission des plasmas thermiques le long de la ligne de visée, à la position x du nuage :

$$z_0 = \sqrt{r_{\text{GCPE}}^2 - x^2} \quad (6.11)$$

avec r_{GCPE} le rayon de la zone d'émission des plasmas, supposée circulaire.

Dès cette première description du modèle, il est possible de percevoir que les résultats obtenus avec une telle approche seront dépendants de l'hypothèse effectuée sur la taille de la zone d'émission des plasmas. Afin de déterminer l'importance de cet effet, j'ai réalisé plusieurs ajustements des données spectrales avec le modèle ainsi modifié, pour diverses valeurs de r_{GCPE} . Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 6.13. L'hypothèse faite pour le rayon de la zone d'émission des plasmas a un effet sur les positions obtenues, l'angle de visée ajusté pour Sgr C1 variant d'une vingtaine de degrés entre $r_{\text{GCPE}} = 80$ pc et $r_{\text{GCPE}} = 200$ pc. Cet exemple permet de mettre en lumière une des limites de l'approche adoptée par Ryu et al. (2013).

J'ai donc considéré que les positions obtenues par le modèle Monte-Carlo, malgré leur importante différence avec celles données par Ryu et al. (2013), pouvaient être considérées comme réalistes, notamment en raison de leur cohérence vis-à-vis d'autres études et de la position de G359.41–0.12, mais aussi compte tenu des limites que peut présenter une approche « à la Ryu ». Comme nous l'avons vu, l'effet d'absorption du plasma est néanmoins bien réel et traduit une source d'incertitude systématique supplémentaire. L'étude réalisée sur Sgr C1 permet d'estimer que son amplitude est similaire à celle des autres effets systématiques étudiés précédemment, soit de l'ordre d'une dizaine de degrés.

6.8 Ébauche de reconstruction de l'activité passée de Sgr A*

Avec le modèle de Walls et al. (2016) comme avec le modèle *rayflX* que j'ai développé, il devient donc possible de déterminer la position des nuages dans la zone moléculaire centrale, ainsi que nous l'avons montré pour Sgr B2 (section 5.9) et Sgr C (section 6.7). Une fois cette étape clé franchie, les temps de propagation des échos de lumière peuvent être déduits des positions

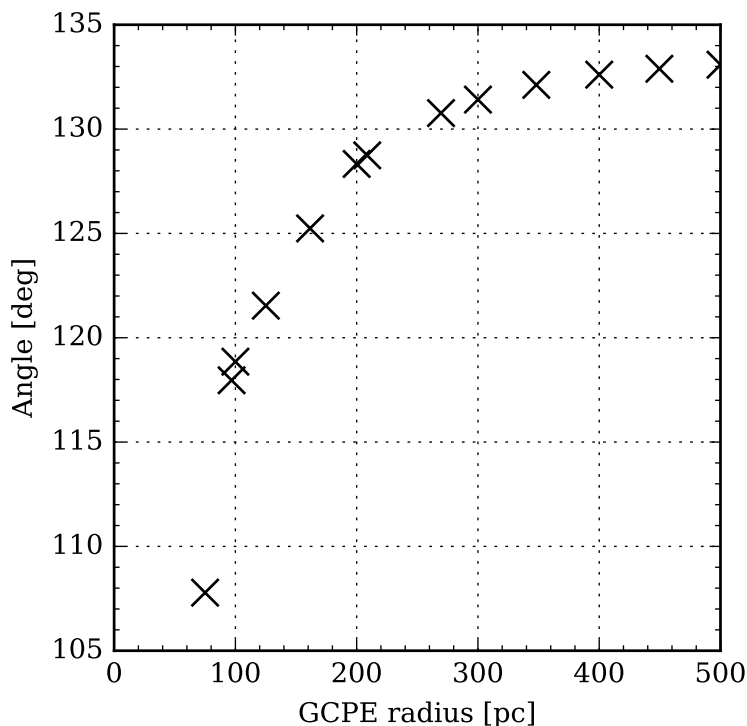


FIGURE 6.13 – Valeur de l’angle de vue de Sgr C1 obtenue par ajustement des données dans le cadre d’une approche « à la Ryu et al. (2013) » associée au modèle Monte-Carlo, en fonction de la taille supposée de la région d’émission des plasmas locaux.

obtenues, ouvrant la perspective de reconstruire la courbe de lumière de Sgr A* au cours du dernier millénaire.

Pour ce faire, j’ai développé une fonction du modèle de Walls et al. (2016) permettant de remplacer l’angle de visée θ par le retard Δt de l’écho de lumière associé. Les retards sont donnés par rapport à l’année 2000, prise comme référence, et décomptés à partir de l’année où l’émission atteint son maximum dans les données (a priori différent du maximum réel, malheureusement inaccessible en l’absence d’une surveillance permanente des variations de l’émission). Le lien entre les deux modèles est fait grâce à l’équation 4.24.

Considérant que Sgr C1, Sgr C4 et Sgr B2 semblaient situés approximativement sur une même parabole et que Sgr C2 semblait intercepter une parabole distincte de la première (fig. 6.14), j’ai testé un modèle dans lequel deux événements passés de Sgr A* se propagent dans la zone moléculaire centrale, l’un illuminant Sgr C1, C4 et B2, et l’autre illuminant uniquement Sgr C2. Afin d’évaluer la vraisemblance de ce modèle, je l’ai comparé à un second modèle où tous les nuages (B2, C1, C2 et C4) sont illuminés par le même évènement. Je n’ai pas considéré de modèle à trois ou quatre évènements en vertu du principe de parcimonie et afin d’éviter un surajustement des données. Le regroupement des nuages en deux évènements comporte une part d’arbitraire qui représente une source d’incertitude systématique délicate à estimer.

J’ai donc réalisé un ajustement des données avec le modèle Monte-Carlo prenant comme paramètre le retard Δt plutôt que l’angle de visée θ , pour les

quatre régions considérées simultanément. Afin de faciliter la convergence de l'ajustement, j'ai fixé les densités de colonne de chaque région aux valeurs trouvées lors des ajustements région par région effectués à la section 6.7. Dans le cadre du modèle à un seul évènement, j'ai de plus imposé que les retards associés à chaque région et à chaque période d'observation soient identiques. J'ai fait de même pour le modèle à deux évènements, en autorisant cette fois le retard associé à Sgr C2 à prendre une valeur différente de celle du retard (imposé commun) associé aux trois autres nuages étudiés.

L'ajustement réalisé avec le modèle à un seul évènement a une statistique réduite $\chi^2/\text{ddl} = 1237,8/1132$ tandis que le modèle à deux évènements a une statistique réduite $\chi^2/\text{ddl} = 1232,8/1131$. La comparaison de ces deux valeurs permet de déterminer quel modèle est le meilleur d'un point de vue statistique. En effet, d'après le théorème de Wilks (1938), la significativité (en nombre de σ) est donnée par $\sqrt{\Delta\chi^2} = \sqrt{1237,8 - 1232,8} = \sqrt{5,0} \simeq 2,2\sigma$. Le modèle à deux évènements est donc favorisé avec une probabilité $p > 0,95$. Les valeurs des retards associés sont dans ce cas $\Delta t_2 = 138^{+27}_{-17}$ ans pour Sgr C2 et $\Delta t_1 = 243^{+20}_{-25}$ ans pour les trois autres nuages (fig. 6.14).

Ces résultats sont affectés par les mêmes effets systématiques que ceux discutés à la section 6.7. Afin d'estimer leur influence sur les valeurs des retards, j'ai reproduit la même analyse en supposant une métallicité $Z = 1.3$. Dans ce cas, j'obtiens $\chi^2/\text{ddl} = 1230,1/1132$ pour le modèle à un évènement, et $\chi^2/\text{ddl} = 1221,8/1131$ pour le modèle à deux évènements. De nouveau, le modèle à deux évènements est le plus probable à $2,9\sigma$. Les retards sont alors cette fois-ci $\Delta t_1 = 204^{+24}_{-16}$ ans et $\Delta t_2 = 111^{+14}_{-11}$ ans. Les valeurs obtenues restent comparables à celles données pour $Z = 1$.

La forme du profil de densité des nuages est également une source d'erreur systématique. Cependant, comme nous l'avons vu à la section 6.7, un profil non uniforme conduit les nuages à être davantage éloignés les uns les autres. Par conséquent, utiliser un profil de densité gaussien favoriserait toujours un scénario à au moins deux évènements. Toutefois, les ajustements avec un tel profil étant systématiquement moins bons, j'ai choisi de ne pas les considérer ici. Dans tous les cas, ces éléments suggèrent que les résultats obtenus sont relativement robustes et que les valeurs des retards, malgré des incertitudes non négligeables, vont dans le sens d'un premier évènement de retard $\Delta t_1 \sim 225$ ans illuminant Sgr C1, Sgr C4 et Sgr B2, et d'un second évènement de retard $\Delta t_2 \sim 130$ ans illuminant Sgr C2.

Le fait que Sgr C2 soit illuminé par un évènement supplémentaire est de plus corroboré par l'existence des deux temps caractéristiques visibles dans les courbes de lumière présentées à la figure 6.8. En effet, comme nous l'avons vu à la section 6.6, les régions Sgr C4 et Sgr C1 présentent des variations relativement uniformes sur la période considérée (14 ans), tandis que les variations dans Sgr C2 sont beaucoup plus rapides, durant quelques années seulement. Ces deux échelles temporelles sont, au moins partiellement, liées à la durée des épisodes d'activité passés de Sgr A*. En particulier, du fait du temps nécessaire à la propagation du signal, la durée des évènements de Sgr A* doit être inférieure aux temps caractéristiques de variations observés. Aussi, le fait que Sgr C2 se distingue des autres régions à la fois du point de vue de sa position et de son échelle de variabilité, est un indice important en faveur d'un scénario à deux évènements. De plus,

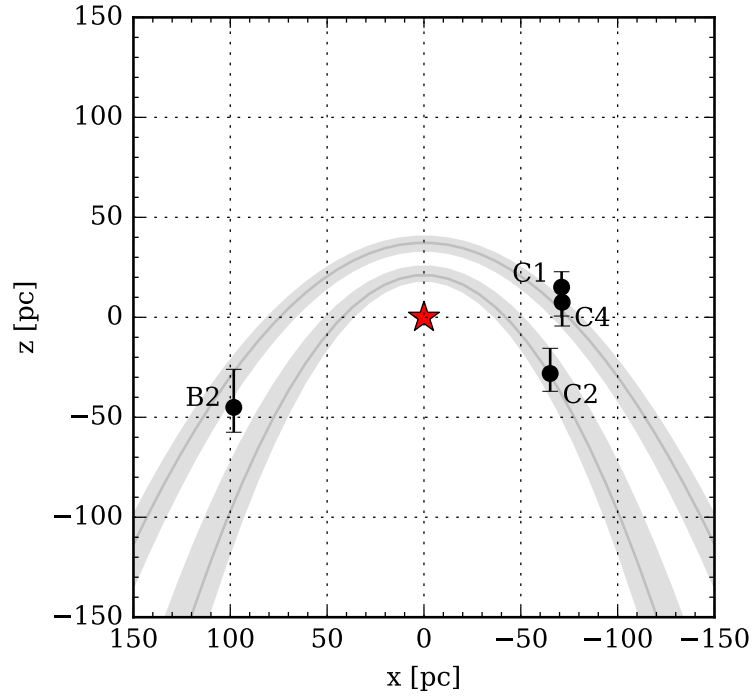


FIGURE 6.14 – Ajustement des positions des nuages, dans une vue de dessus du centre galactique centrée sur Sgr A* (étoile rouge). L’observateur est situé en $z = -\infty$. Les points noirs correspondent aux positions obtenues avec le modèle adapté de celui de Walls et al. (2016) dans le but d’ajuster le retard de l’écho de lumière à la place de l’angle de visée, pour une métallicité solaire et un profil de densité uniforme. Les paraboles grisées représentent les deux échos qui ajustent le mieux les données. Leur largeur correspond à l’incertitude statistique sur le retard et non à la durée de l’évènement associé.

Sgr B2, présente une courbe de lumière à première vue similaire à celle de Sgr C4, ce qui va également dans le sens de l’associer au même évènement que Sgr C1 et C4, même si, en l’absence de données prises entre 2006 et 2012, il n’est pas possible d’exclure des variations plus rapides passées inaperçues.

L’hypothèse d’un scénario à deux évènements est donc à la fois soutenue par la détermination des positions avec le modèle Monte-Carlo, mais également par l’analyse des courbes de lumière, et ce, de manière indépendante.

*Reconstruction de l'activité passée de Sgr A**

Après avoir appliqué la méthode de détermination des positions des nuages par ajustement spectral à Sgr B2, cas a priori le plus favorable, ainsi qu'aux trois sous-structures du complexe moléculaire Sgr C, je me suis intéressé à d'autres nuages de la zone moléculaire centrale afin de tenter d'échafauder un scénario cohérent pour le nombre et l'âge des événements à l'origine de l'illumination. Considérer simultanément un nombre aussi grand que possible de régions différentes est indispensable afin de pouvoir reconstruire l'activité passée de Sgr A* au cours du dernier millénaire avec le plus haut degré de fiabilité possible.

7.1 Étude des variations de l'émission réfléchie à grande échelle

Afin de pouvoir appliquer la méthode de détermination des positions des nuages par ajustement spectral avec *rayflX* à d'autres nuages que ceux étudiés dans les chapitres 5 et 6, je me suis appuyé sur l'étude des variations de l'émission réfléchie dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale publiée dans Terrier et al. (2018), à laquelle j'ai été associé, et dont je vais au préalable résumer l'esprit.

Cette étude propose une approche systématique de détection des variations de l'émission à 6,4 keV entre les observations *XMM-Newton* disponibles via le serveur d'archives, dont le premier relevé de la zone moléculaire centrale réalisé entre 2000 et 2001, et le relevé profond obtenu par notre équipe (PI : R. Terrier) en 2012. Le jeu de données utilisé est le même que celui détaillé par Ponti et al. (2015b). Il comprend 101 observations.

L'étude se fonde sur une analyse en imagerie, plutôt que sur une analyse spectrale, afin de pouvoir suivre les changements de morphologie de l'émission. La validité de l'approche a été testée en comparant la variabilité déduite des images à celle déduite par ajustement spectral selon une approche similaire à celle que j'ai utilisée au chapitre 6. Quatre régions, toutes situées à moins de 12' de Sgr A*, ont été considérées pour cela (fig. 7.1). Les flux déduits par les deux méthodes sont en accord à 10-15 % près, ce qui donne une estimation des erreurs systématiques qui affectent cette étude.

La réduction des données a été faite en générant des cartes d'exposition, des cartes en coups et des cartes de fond pour chaque observation, dans la bande 4,7-6,3 keV et dans deux bandes de largeur $\Delta E = 160$ eV centrées respectivement en $E = 6,4$ keV et $E = 6,7$ keV. L'estimation de l'émission de fond dans la bande centrée sur la raie Fe K α a été faite à partir du flux dans les bandes 4,7-6,3 keV et 6,62-6,78 keV, multiplié par un facteur correctif tenant compte de la différence de largeur des bandes, en supposant que l'émission suivait un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2$.

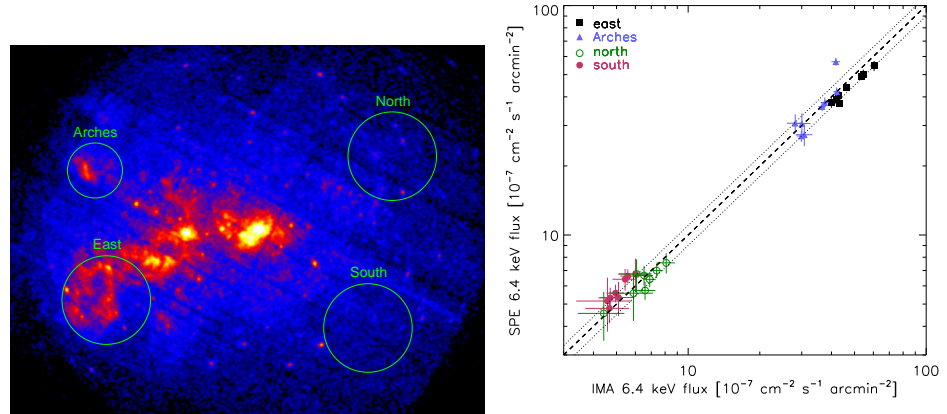


FIGURE 7.1 – Comparaison des flux dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ obtenus à partir des images et à partir des spectres, pour les différentes périodes d’observation de quatre régions de la zone moléculaire centrale. La ligne tiretée correspond à un flux identique par les deux méthodes. Les deux lignes pointillées démarquent une dispersion de 10 % entre les résultats des deux méthodes. Figure extraite de Terrier et al. (2018).

Les régions les moins exposées, et notamment les bords des images, ont été ignorées afin de ne pas perturber l’analyse de détection de variabilité.

Les cartes obtenues sont présentées à la figure 7.2. Elles révèlent l’ampleur des variations de l’émission à 6,4 keV, qui sont visibles dans toutes les régions de la zone moléculaire centrale. Sur une sélection de 1207 pixels de $1'$ communs aux deux images, soixante montrent une variabilité significative, avec une tendance décroissante entre 2000 et 2012 dans 80 % des cas. Si ces pixels représentent seulement 5 % de l’ensemble, ils correspondent en fait à la majorité des pixels les plus brillants. En effet, la profondeur des observations n’est pas suffisante pour révéler les variations des pixels les moins brillants.

Les variations identifiées m’ont permis de repérer les sous-régions des principaux complexes moléculaires auxquelles pouvait être appliquée la méthode de détermination des positions par ajustement spectral. J’ai notamment privilégié les régions à grande variabilité, en cherchant à considérer des nuages situés dans une gamme de positions dans le plan du ciel aussi large que possible afin de contraindre au mieux le nombre et l’âge des échos se propageant dans la zone moléculaire centrale. Après une étude complexe par complexe, je tenterai donc de regrouper les positions obtenues compatibles avec un même front d’onde parabolique afin de les associer à un même épisode d’activité de la source centrale.

7.2 Application du modèle *rayflX* à Sagittarius C

Les analyses décrites dans le chapitre 6 prennent appui uniquement sur le modèle de Walls et al. (2016) car celles-ci ont été réalisées avant le développement du modèle *rayflX* au cours de la thèse. Afin de profiter des avantages de ce nouveau modèle par rapport au modèle de Walls, je l’ai donc appliqué aux trois mêmes nuages du complexe Sgr C. Il est de plus intéressant de comparer les résultats obtenus avec *XMM-Newton* par Terrier et al. (2018) à ceux présentés au chapitre 6 qui prenaient notamment appui

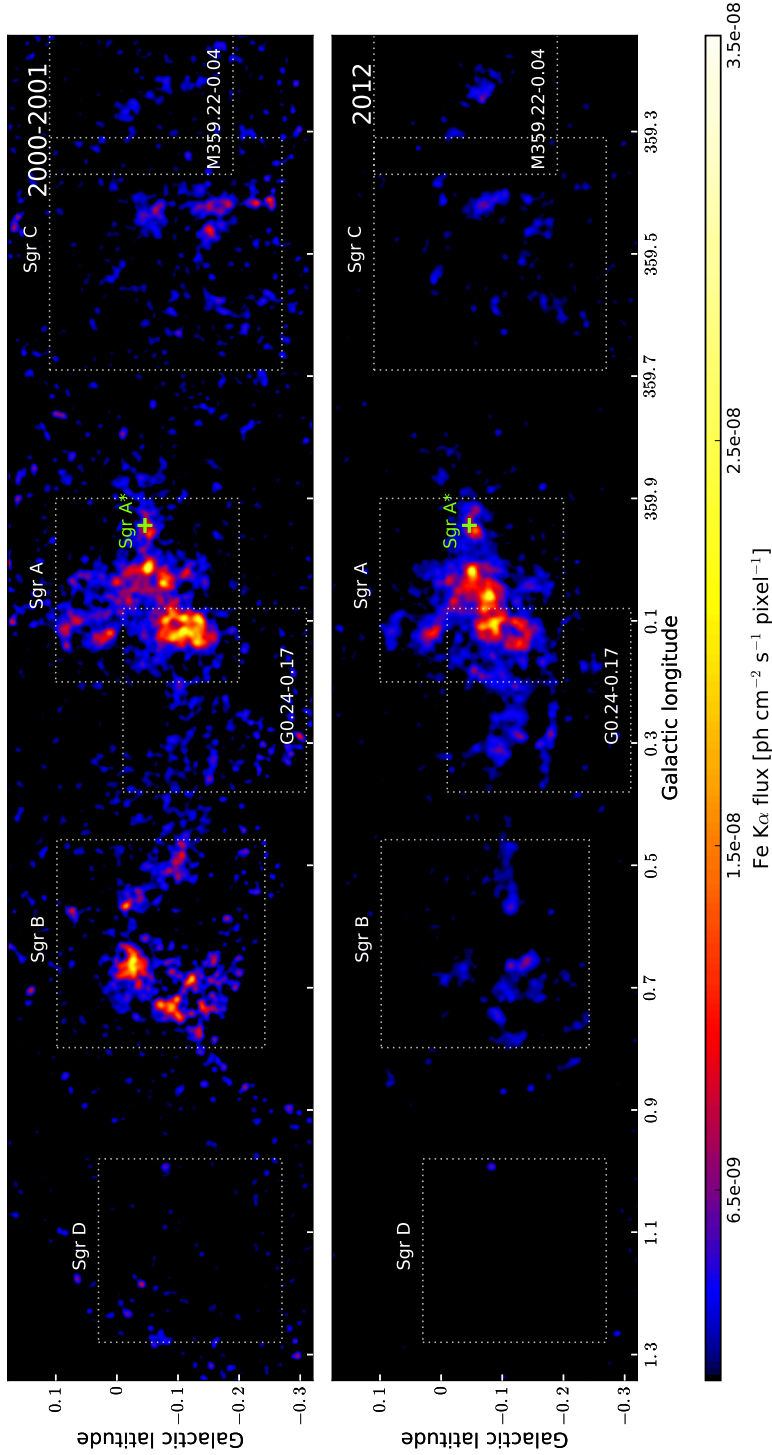


FIGURE 7.2 – Images de la zone moléculaire centrale dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ établies à partir des relevés effectués par *XMM-Newton* en 2000-2001 (*en haut*) et 2012 (*en bas*). Les cartes sont données en $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{pixel}^{-1}$ avec une taille de pixel d'environ $2,5''$. L'émission continue a été soustraite et un lissage gaussien de rayon 5 pixels a été appliqué. Figure extraite de Terrier et al. (2018).

TABLE 7.1 – Coordonnées galactiques des principales régions de Sgr C brillantes dans la raie Fe K α étudiées par Terrier et al. (2018).

Région	l (°)	b (°)	Rayon (")	Angle (°)
Sgr C1	359.430	-0.065	80, 130	38
Sgr C2	359.460	-0.150	80, 80	-
Sgr C3	359.580	-0.150	120, 318	0
Sgr C4	359.424	-0.157	75, 165	0
M359.38-0.00	359.380	0.000	90, 90	-
Région de contrôle	359.700	-0.090	360, 610	0

sur des données *Chandra* ainsi que sur une autre méthode d'analyse de la variabilité. Les coordonnées des régions utilisées par Terrier et al. (2018) étant d'ailleurs légèrement différentes de celles données à la table 6.5, elles sont précisées à la table 7.1.

La carte et les courbes de lumière obtenues par Terrier et al. (2018) sont présentées à la figure 7.3. Parmi les régions identifiées par Nakajima et al. (2009) et Ryu et al. (2013), Sgr C3 et M359.38-0.00 ne sont que marginalement plus brillantes que l'émission ambiante et ne présentent pas de variabilité significative, ce qui confirme a posteriori l'intérêt de se concentrer uniquement sur les régions Sgr C1, C2 et C4. Les variations de morphologie et de flux sont en excellent accord avec celles présentées au chapitre 6, ce qui confirme la validité de la méthode de Terrier et al. (2018) s'appuyant uniquement sur une analyse en imagerie. La comparaison des deux études met également en évidence l'importance des points supplémentaires que j'ai obtenus à partir des données *Chandra*, qui permettent de confirmer la monotonie des variations dans Sgr C1 et C4, et de révéler, pour Sgr C2, un sursaut plus bref que ne le laissent penser les seules observations *XMM-Newton* de 2000 et 2005.

Détermination des positions le long de la ligne de visée avec rayflX

J'ai repris l'analyse de ces trois régions avec les mêmes données que celles utilisées au chapitre 6. Le modèle donné à l'équation 6.6 reste identique, mais le modèle Monte-Carlo utilisé est cette fois issu des tables générées avec *rayflX* en simulant $2,5 \times 10^{10}$ photons, et non plus avec celles fournies par Walls et al. (2016) :

$$\text{wabs} \times (\text{apec}_1 + \text{apec}_2 + \text{rayflX}) \quad (7.1)$$

Afin d'éviter des problèmes d'asymétrie des erreurs dus à l'utilisation du cosinus plutôt que directement de l'angle de vue du nuage, mais surtout afin de pouvoir estimer le plus rigoureusement possible les incertitudes sur la position, qui, dans ce cas, ne peuvent se déduire par une simple loi de propagation des erreurs, j'ai développé une version alternative du modèle où le cosinus est remplacé par la position z du nuage le long de la ligne de visée. La conversion entre les deux modèles se fait très simplement au moyen de l'équation suivante :

$$\cos \theta = \frac{-z}{\sqrt{x^2 + z^2}} \quad (7.2)$$

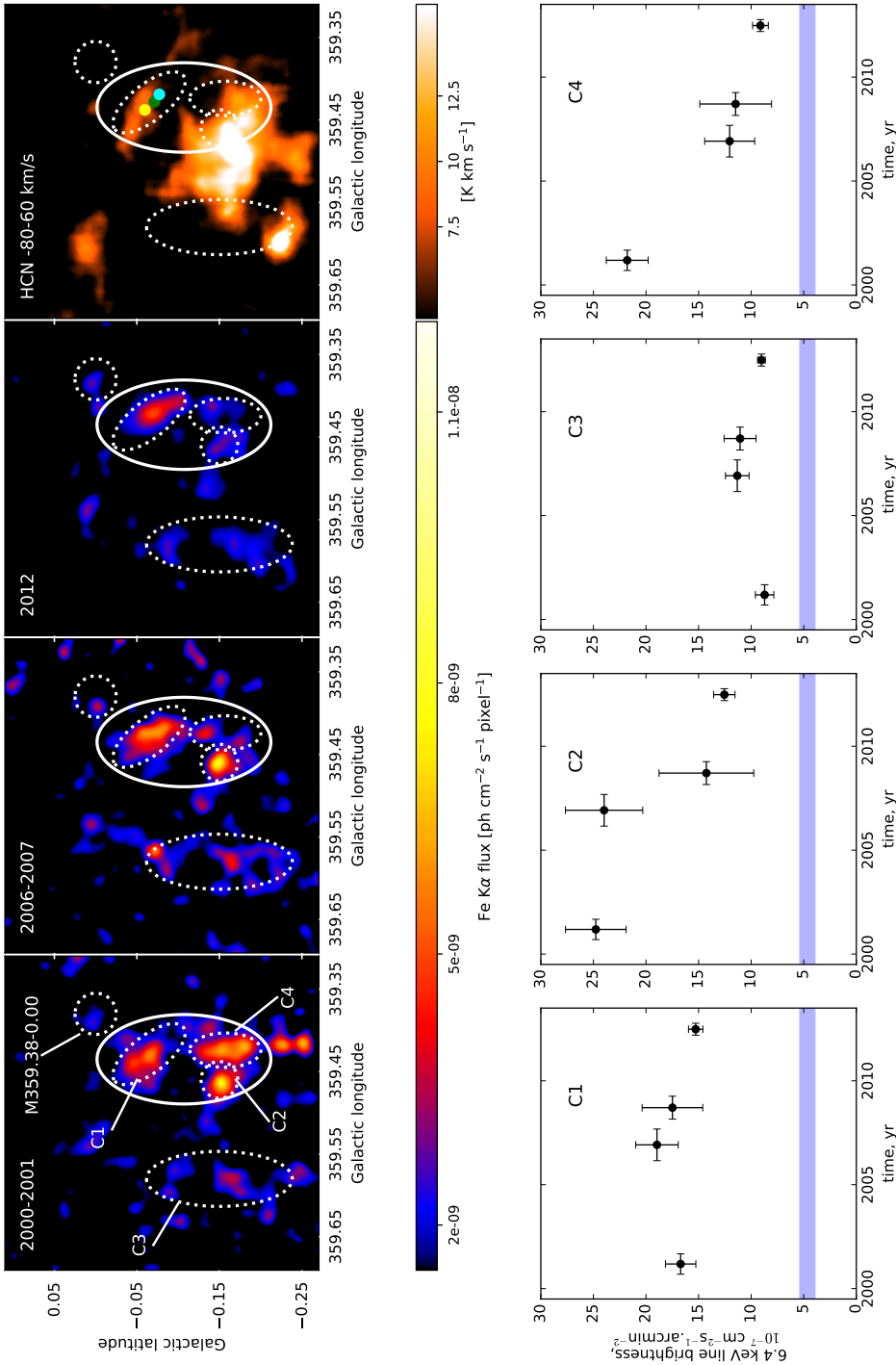


FIGURE 7.3 – *En haut* : images de Sgr C vu dans la raie Fe K α établies à partir des données *XMM-Newton* pour trois périodes d’observation, et comparées à l’émission dans la raie moléculaire HCN (*à droite*) intégrée en vitesse de -80 à -60 km s^{-1} . Les points jaune, vert et cyan indiquent la position du centre de l’émission au cours du temps, pour chaque période d’observation considérée. Les cartes X sont données en $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{pixel}^{-1}$ avec une taille de pixel d’environ $2,5''$. L’émission continue a été soustraite et un lissage gaussien de rayon 8 pixels a été appliqué. *En bas* : courbes de lumière du flux dans la raie à $6,4 \text{ keV}$ pour les quatre régions indiquées sur les cartes X. Les bandes bleues représentent le niveau de l’émission de fond à $6,4 \text{ keV}$, estimée à partir d’une région de contrôle. Leur largeur correspond à un écart-type. Figure extraite de Terrier et al. (2018).

TABLE 7.2 – Valeurs de la position z le long de la ligne de visée et du logarithme (en base 10) de la densité de colonne du nuage (avec un profil de densité uniforme) obtenue par ajustement des spectres *XMM-Newton* et *Chandra* avec le modèle *rayflX*. La métallicité est fixée aux valeurs solaires.

Région	z (pc)	$\log_{10}(N_H)$	χ^2/ddl
Sgr C1	$18,3^{+10,9}_{-19,6}$	$23,31^{+0,07}_{-0,06}$	406,1/372
Sgr C2	$-52,4^{+12,7}_{-14,3}$	$23,90^{+0,07}_{-0,07}$	235,8/206
Sgr C4	$-14,7^{+33,4}_{-14,9}$	$23,24^{+0,07}_{-0,06}$	432,1/420

où x est la position du nuage le long de l'équateur galactique (en parsecs).

Il est à noter que l'espace des paramètres accessible pour la position z est réduit par le fait que l'amplitude maximale du cosinus est limitée à $\pm 0,95$ lors de la création des tables XSPEC à partir de *rayflX*. La largeur de l'intervalle en z accessible dépend logiquement de la position x du nuage le long de l'équateur galactique :

$$z_{\max} = \pm \frac{x}{\tan(\arccos(0,95))} \simeq \pm 3x \quad (7.3)$$

Les valeurs obtenues pour la position z et la densité de colonne de chacune des trois régions de Sgr C sont reportées dans la table 7.2. Les courbes et contours d'erreur associés sont donnés à la figure 7.4. Les valeurs des positions obtenues avec *rayflX* sont globalement en accord avec celles déterminées en utilisant le modèle de Walls et al. (2016), avec des incertitudes similaires ou légèrement supérieures. En particulier, l'ordre en z des nuages est conservé. Sgr C2 reste ainsi le nuage le plus en avant de Sgr A* et Sgr C1 le plus en arrière. La position de Sgr C1 varie d'ailleurs très peu, passant de $z = 15,1^{+7,7}_{-14,5}$ avec le modèle de Walls à $z = 18,3^{+10,9}_{-19,6}$ avec *rayflX*. Les positions de Sgr C2 et C4 sont en revanche davantage modifiées. Sgr C4 passe légèrement en avant de Sgr A* ($z = -14,7^{+33,4}_{-14,9}$) alors qu'il était trouvé en $z = 7,5^{+8,0}_{-11,9}$ avec le modèle de Walls. Les deux positions restent néanmoins compatibles entre elles. La position de Sgr C2 est finalement celle qui change le plus entre les deux modèles. Avec *rayflX*, elle vaut $z = -52,4^{+12,7}_{-14,3}$ alors que le modèle de Walls donnait $z = -28,1^{+12,6}_{-8,9}$. La nouvelle position obtenue avec *rayflX* reste néanmoins cohérente avec l'analyse donnée au chapitre 6 concernant les positions relatives de Sgr C2 et C4 en lien avec l'absorption de G359.41–0.12. Quant aux densités de colonne trouvées avec *rayflX*, elles sont très similaires à celles données au chapitre 6 avec le modèle de Walls, et donc en accord avec les autres contraintes observationnelles disponibles déjà évoquées.

7.3 Application du modèle *rayflX* à Sagittarius B

L'autre nuage pour lequel j'ai déjà comparé *rayflX* et le modèle de Walls est Sagittarius B2 (cf. chapitre 5). Sgr B2 s'inscrit dans une région plus large, le complexe moléculaire Sgr B, situé à une position symétrique de Sgr C par rapport à Sgr A*. Ce complexe peut être grossièrement délimité par un cercle d'une quinzaine de parsecs de rayon en projection. Si Sgr B2 est

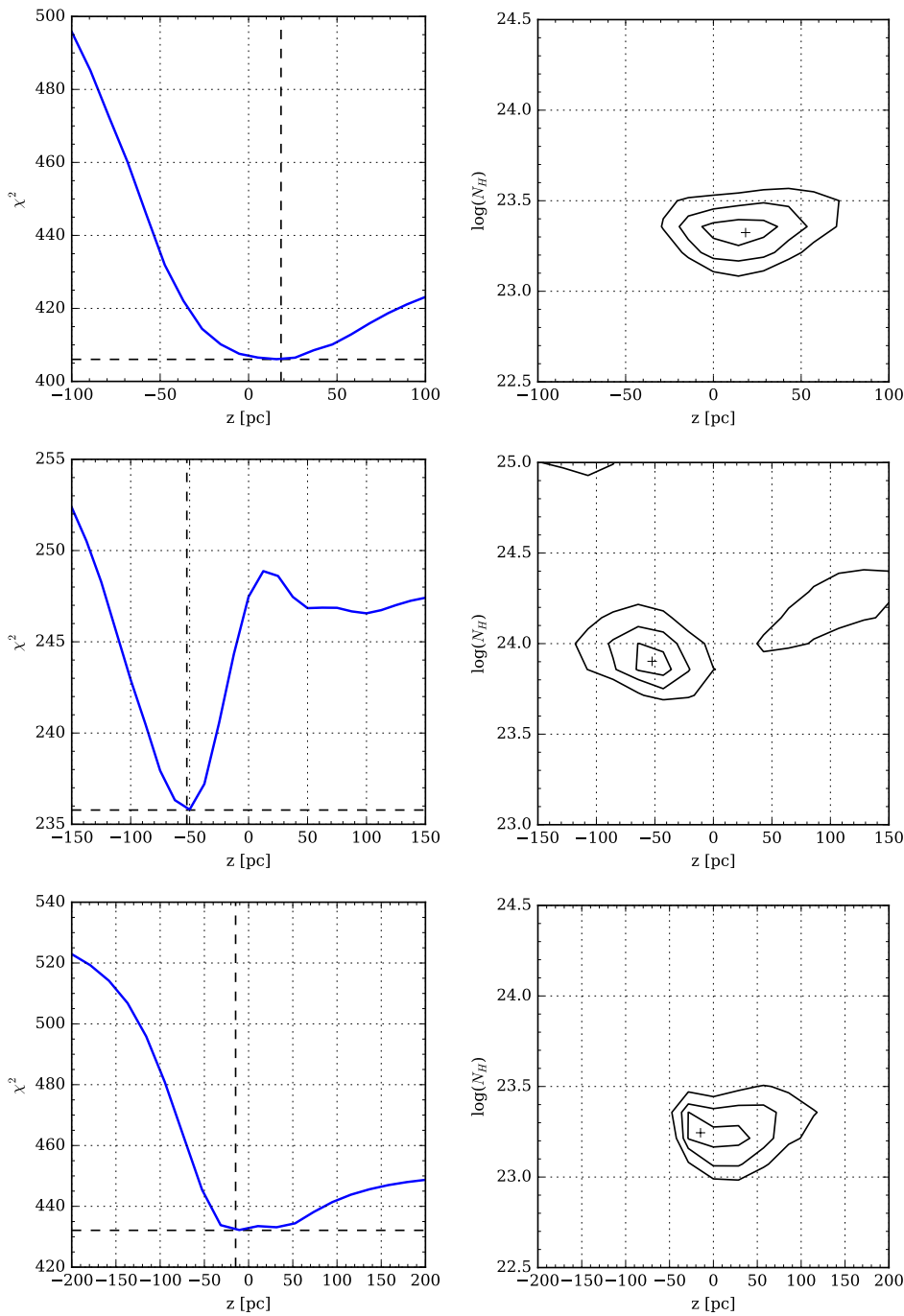


FIGURE 7.4 – À gauche : valeur de la statistique en fonction de la position z du nuage le long de la ligne de visée ajustée avec le modèle *rayflx*. À droite : contours à 1, 2 et 3 σ de la statistique en fonction de la position et du logarithme de la densité de colonne du nuage. Les figures sont données pour les régions Sgr C1 (en haut), Sgr C2 (au centre) et Sgr C4 (en bas).

TABLE 7.3 – Coordonnées galactiques des principales régions de Sgr B brillantes dans la raie Fe K α étudiées par Terrier et al. (2018).

Région	l (°)	b (°)	Rayon (")	Angle (°)
Sgr B2	0.665	-0.027	120, 120	-
G0.74-0.11	0.738	-0.098	60, 150	330
G0.66-0.13	0.661	-0.132	72, 144	0
G0.50-0.11	0.500	-0.109	80, 80	-
G0.56-0.11	0.565	-0.117	90, 90	-
Région de contrôle	0.490	0.008	280, 280	-

le cœur le plus dense de la région, d'autres structures brillantes à 6,4 keV peuvent y être étudiées. Terrier et al. (2018) distinguent ainsi cinq régions principales, dont les coordonnées sont indiquées dans la table 7.3. Alors que l'ensemble des études sur la région rapportait une émission globalement décroissante, le relevé profond de 2012 a permis de mettre en évidence de petites structures montrant une émission croissante (Clavel, 2014). Parmi les cinq régions considérées par Terrier et al. (2018), trois ont ainsi une émission décroissante et deux une émission croissante entre 2000 et 2012 (fig. 7.5).

Sagittarius B2

Le cœur principal, Sgr B2, est très brillant en 2000. Les observations *XMM-Newton* prises les années suivantes montrent la décroissance linéaire du flux à partir de cette époque (fig. 7.5). Ainsi, en 2012, l'émission semble avoir retrouvé un niveau proche du niveau de fond dans la région. C'est donc l'observation *Chandra* #944 prise au moment du maximum apparent, en 2000, déjà utilisée au chapitre 5 afin de tester les modèles Monte-Carlo, que j'ai considérée. J'ai reproduit ici cet ajustement avec le modèle adapté de *rayflX* où le cosinus est remplacé par la position z du nuage le long de la ligne de visée. Les résultats obtenus sont donnés dans la table 7.4 et les courbes d'erreurs associées sont présentées à la figure 7.6. La comparaison de la position obtenue avec le modèle en z à celle déduite du modèle original en cosinus démontre la validité de cette version modifiée de *rayflX*. En effet, celles-ci sont identiques à 0,1 % près. Les barres d'erreur à 1σ sont également très similaires, même si l'écart relatif entre les bornes supérieures calculées selon chaque approche est plus important (3,2 %). Cela confirme que l'utilisation du modèle modifié en z permet une détermination des erreurs plus rigoureuse. Logiquement, la densité de colonne obtenue est en revanche exactement la même avec les deux versions du modèle, celle-ci n'étant pas affectée par le changement du paramètre géométrique (z ou $\cos\theta$).

G0.74-0.11

Parmi les régions identifiées par Terrier et al. (2018) dans le complexe Sgr B (table 7.3), je me suis également intéressé à G0.74-0.11. Il s'agit de la deuxième région la plus brillante dans les données prises entre 2000 et 2001, et celle-ci est clairement associée à une structure moléculaire dans la carte produite par Molinari et al. (2011). Elle constitue donc a priori un bon candidat à un ajustement spectral avec *rayflX*. Pour ce faire, j'ai

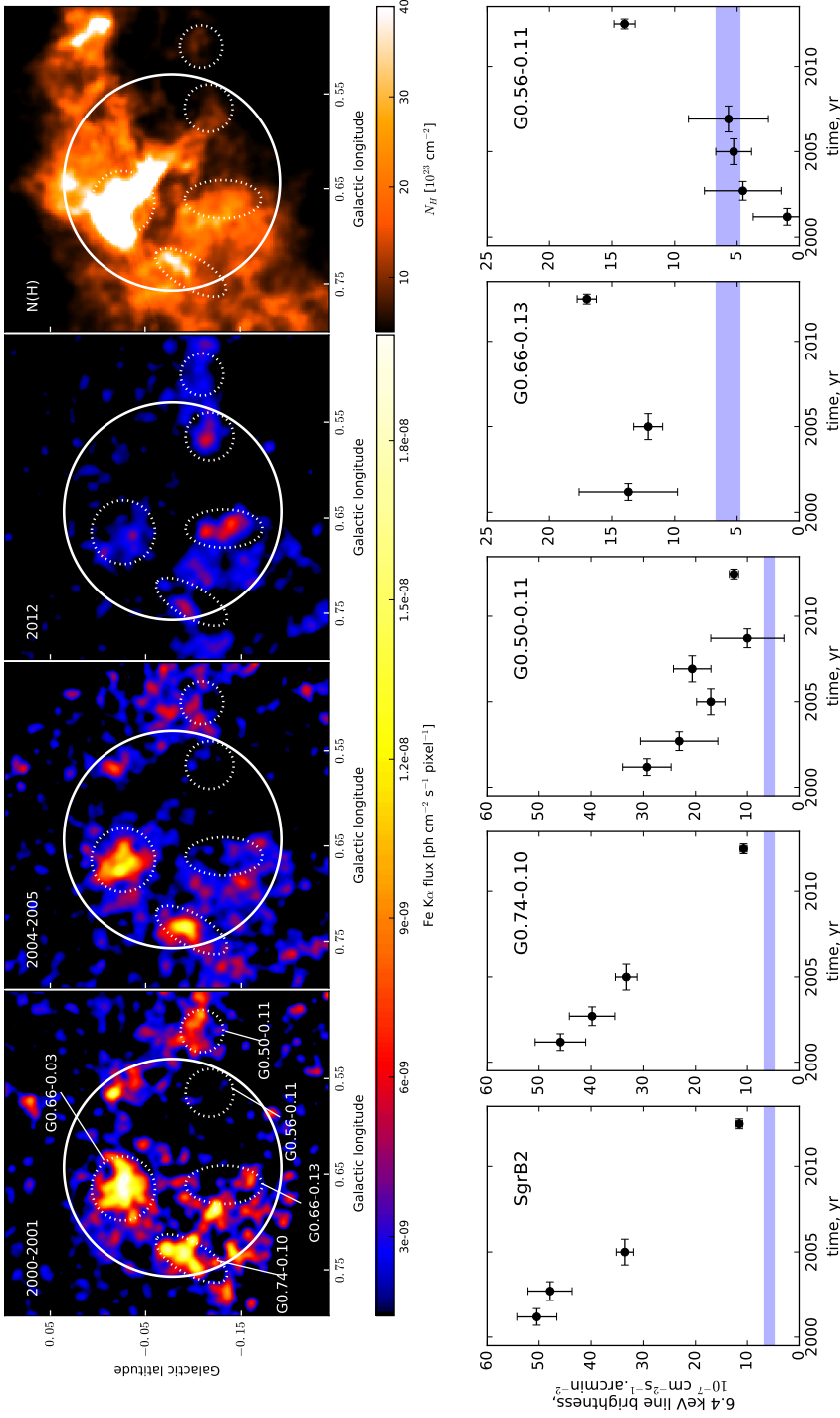


FIGURE 7.5 – *En haut* : images de Sgr B vu dans la raie Fe K α établies à partir des données XMM-Newton pour trois périodes d’observation, et comparées à la densité de colonne totale du gaz déduite des données *Herschel* (à droite) par Molinari et al. (2011). Les cartes X sont données en $\text{ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ pixel}^{-1}$ avec une taille de pixel d’environ $2.5''$. L’émission continue a été soustraite et un lissage gaussien de rayon 8 pixels a été appliqué. *En bas* : courbes de lumière du flux dans la raie à 6,4 keV pour les cinq régions indiquées sur les cartes X. Les bandes bleues représentent le niveau de l’émission de fond à 6,4 keV, estimée à partir d’une région de contrôle. Leur largeur correspond à un écart-type. Figure extraite de Terrier et al. (2018).

TABLE 7.4 – Valeurs de la position z le long de la ligne de visée et du logarithme (en base 10) de la densité de colonne du nuage (avec un profil de densité uniforme) obtenue par ajustement des spectres extraits de l'observation *Chandra* #944 avec le modèle *rayflX*. La métallicité est fixée aux valeurs solaires.

Région	z (pc)	$\log_{10}(N_H)$	χ^2/ddl
Sgr B2	$-60,4^{+14,2}_{-23,0}$	$24,34^{+0,17}_{-0,03}$	139,7/127
G0.74–0.11	$5,5^{+30,5}_{-33,3}$	$23,84^{+0,12}_{-0,08}$	20,2/24

considéré la même observation *Chandra* #944 de 99 ks prise en mars 2000 (PI : K. Koyama) que celle utilisée pour l'étude de Sgr B2. L'ajustement du spectre de la région s'est fait avec le modèle standard donné à l'équation 7.1. Lors de l'ajustement, la normalisation de l'APEC représentant le plasma chaud de la dorsale galactique (*Galactic ridge*) est tombée spontanément à zéro. J'ai donc supprimé cette composante du modèle, ne conservant que l'APEC « tiède » (fixé à $k_B T = 1$ keV) et l'émission réfléchiée modélisée par *rayflX*, ainsi que l'absorption interstellaire d'avant-plan :

$$\text{wabs} \times (\text{apec}_1 + \text{rayflX}) \quad (7.4)$$

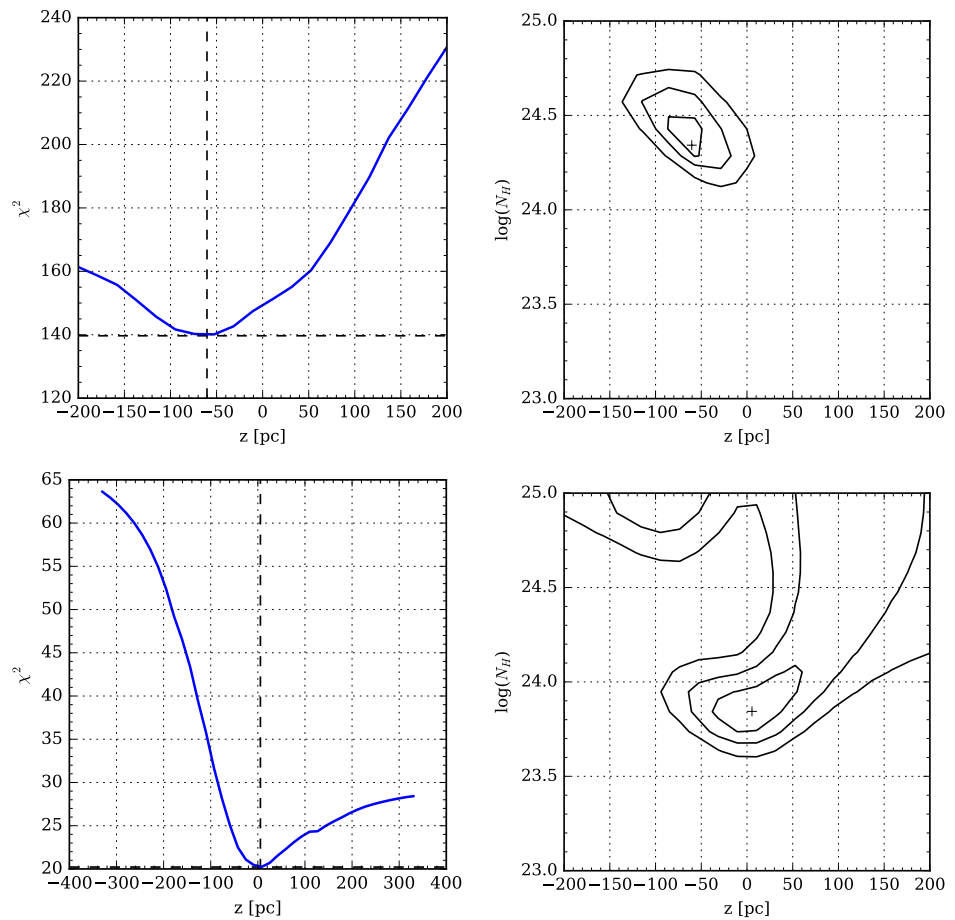


FIGURE 7.6 – À gauche : valeur de la statistique en fonction de la position z du nuage le long de la ligne de visée ajustée avec le modèle *rayflX*. À droite : contours à 1, 2 et 3 σ de la statistique en fonction de la position et du logarithme de la densité de colonne du nuage. Les figures sont données pour les régions Sgr B2 (en haut) et G0.74–0.11 (en bas).

Les résultats obtenus lors de cet ajustement sont donnés dans la table 7.4 et les contours de confiances associés sont présentés à la figure 7.6. Le nuage G0.74–0.11 est trouvé proche du plan contenant Sgr A*, à une position a priori assez lointaine du cœur principal Sgr B2, mais avec une importante marge d’erreur ($\Delta z \sim \pm 30$ pc). Il semble en effet que G0.74–0.11 soit un exemple de région pour laquelle les limitations de notre approche deviennent perceptibles. L’allure des contours d’erreur à 2 et 3 σ présentés à la figure 7.6 montre notamment que la densité de colonne du nuage peut diverger jusqu’à atteindre la limite du modèle ($N_H = 10^{25} \text{cm}^{-2}$). Cette divergence influe nécessairement sur la position, qui diverge elle aussi pour s’adapter aux valeurs extrêmes prises alors par la densité de colonne. Ce comportement du modèle qui tend à augmenter artificiellement la densité de colonne du nuage peut être le signe de l’existence d’une absorption supplémentaire non prise en compte dans la modélisation actuelle. Il peut s’agir d’une absorption du spectre incident par la matière diffuse en amont ou en aval du nuage, ou d’une autoabsorption du nuage lui-même dans le cas où l’hypothèse d’illumination totale ne serait pas vérifiée. Le développement d’une version plus complète de *rayflX* prenant en compte ces effets pourrait peut-être permettre de trancher la question. Dans l’attente, le contour à 1 σ étant néanmoins relativement bien contraint, et les valeurs de la position et de la densité de colonne obtenues étant réalistes, je les ai considérées comme valables pour la suite de l’analyse. Il est à noter que la position obtenue ($z \sim 5 \pm 30$ pc) est de nouveau incompatible avec celle proposée par Ryu et al. (2009) sur la base de l’absorption partielle de l’émission des plasmas galactiques ($z = -62_{-18}^{+15}$ pc avec un niveau de confiance de 90 %). Les mêmes éléments que ceux donnés au chapitre 6 expliquent sans doute cette différence.

Autres nuages du complexe Sgr B

Le cas de G0.74–0.11 ayant permis d’entrevoir les limites de notre approche, je n’ai pas cherché à l’appliquer aux autres nuages du complexe Sgr B, notamment en raison de leur flux plus faible, de leur faible exposition ou de leur superposition avec d’autres structures, comme c’est le cas pour la région G0.57–0.017 (non légendée sur la figure 7.5).

Cependant, il est intéressant de noter que le relevé profond de 2012 a mis au jour de petites structures montrant une émission croissante, alors que la région de Sgr B est généralement caractérisée par une décroissance globale de son émission à 6,4 keV. La région G0.56–0.11 présente notamment le signe le plus clair d’une augmentation du flux entre 2000 et 2012, tandis G0.66–0.13 semble avoir rapidement décliné en 2013 d’après des données *NuSTAR* (Zhang et al., 2015). Le temps caractéristique de variabilité de ces structures est un élément essentiel à prendre en compte dans la reconstruction de l’activité passée de Sgr A*, qui s’appuie certes sur la détermination des positions avec le modèle Monte-Carlo, mais également sur les tendances observées dans les courbes de lumière. Les observations futures de ces régions permettront de contraindre plus avant ce second aspect.

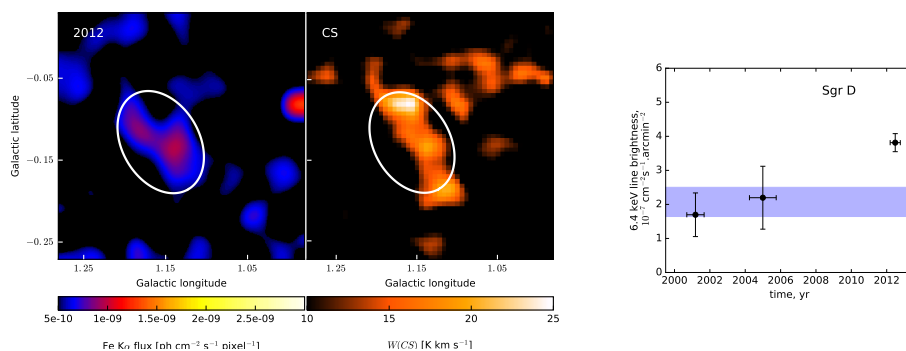


FIGURE 7.7 – À gauche : image de Sgr D vue dans la raie Fe K α établies à partir des données *XMM-Newton* prises en 2012, et comparée à l'émission dans une raie moléculaire de CS (à droite) intégrée en vitesse de 50 à 70 km s $^{-1}$. La carte X est donnée en ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ pixel $^{-1}$ avec une taille de pixel d'environ 2,5". L'émission continue a été soustraite et un lissage gaussien de rayon 15 pixels a été appliqué. À droite : courbe de lumière du flux dans la raie à 6,4 keV pour la région indiquée sur la carte X. La bande bleue représente le niveau de l'émission de fond à 6,4 keV, estimée à partir d'une région de contrôle. Sa largeur correspond à un écart-type. Figure extraite de Terrier et al. (2018).

7.4 Application du modèle *rayflX* à Sagittarius D

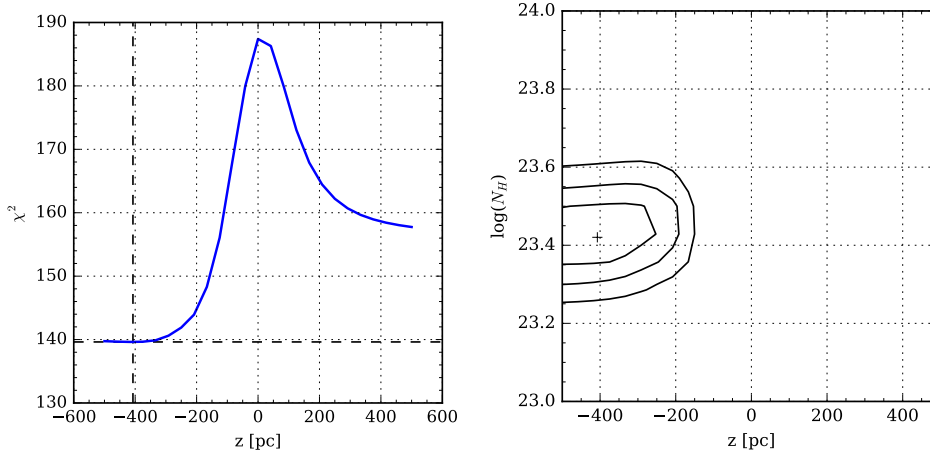
Sgr D est une des régions les plus lointaines du trou noir central à présenter une émission dans la raie du fer Fe K α . Elle est en effet située à environ 180 pc à l'est de Sgr A* en projection. C'est aussi l'une des régions de la zone moléculaire centrale les plus brillantes en radio. Ses deux composantes, une région H II et un vestige de supernova, sont à ce titre très bien visibles sur la carte du centre galactique réalisée avec *MeerKAT* (fig. 2.4). La région H II de Sgr D est associée à un nuage moléculaire géant, dont elle est probablement issue. C'est ce dernier qui présente une émission non thermique à 6,4 keV, étudiée pour la première fois par Ryu (2013). Son flux est relativement faible, du fait de sa masse relativement modeste en comparaison avec les complexes moléculaires Sgr A, B et C, ainsi que du fait de son plus grand éloignement du noyau galactique, qui implique qu'il n'intercepte qu'une très faible partie du flux incident en provenance de Sgr A*.

Les données étudiées par Terrier et al. (2018) confirment l'existence de l'émission à 6,4 keV de Sgr D détectée par Ryu (2013) dans des données *Suzaku* prises en mars 2007. Cette émission est en coïncidence spatiale avec une structure moléculaire bien visible dans la raie moléculaire de CS intégrée en vitesse entre 50 et 70 km s $^{-1}$ (fig. 7.7). Les données *XMM-Newton* obtenues en 2012 permettent de rejeter l'hypothèse d'un flux constant entre 2000 et 2012 avec un niveau de confiance de 3,3 σ . Sgr D est ainsi le nuage moléculaire le plus éloigné du noyau galactique pour lequel la variabilité de l'émission non thermique dans la raie Fe K α a pu être établie. Il constitue donc une cible particulièrement intéressante pour notre approche, permettant potentiellement de contraindre l'activité de Sgr A* beaucoup plus loin dans le passé.

Afin d'appliquer le modèle *rayflX* à la région centrale de Sgr D (table 7.5), j'ai considéré l'observation *XMM-Newton* 0694640801 prise en octobre 2012. Le temps d'exposition de cette observation est d'environ 40 ks pour cha-

TABLE 7.5 – Coordonnées galactiques de la région brillante dans la raie Fe K α et de la région de contrôle étudiées par Terrier et al. (2018) dans Sgr D.

Région	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	Rayon ($''$)	Angle ($^\circ$)
Sgr D (cœur)	1.156	-0.128	213, 188	120
Région de contrôle	1.065	-0.015	280, 280	-

FIGURE 7.8 – À gauche : valeur de la statistique en fonction de la position z du nuage le long de la ligne de visée pour la région Sgr D ajustée avec le modèle *rayflx*. À droite : contours à 1, 2 et 3 σ de la statistique en fonction de la position et du logarithme de la densité de colonne du nuage pour la même région.

cun des trois instruments EPIC à bord du satellite. Comme le nuage se trouve à une distance importante du noyau galactique (environ 180 pc en projection), j'ai libéré la valeur de l'absorption interstellaire d'avant-plan, jusqu'à maintenant fixée à $N_H = 7,5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, pour lui permettre de prendre des valeurs plus faibles si nécessaire. Mis à part ce changement, l'ajustement spectral des données a été réalisé selon une approche identique à celle décrite précédemment.

L'ajustement des données est de qualité moyenne ($\chi^2/\text{ddl} = 139,6/103$). Surtout, les contours de confiance obtenus et présentés à la figure 7.8 montrent que la statistique atteint son minimum pour une valeur de la position ($z = -407 \text{ pc}$) proche de la borne inférieure du modèle ($z = -500 \text{ pc}$). L'estimation des erreurs avec la fonction `conf()` du logiciel *Sherpa* indique que la borne inférieure de l'incertitude se situe au-delà de celle du modèle. Par conséquent, seule une limite supérieure de la position le long de la ligne de visée peut être donnée avec notre approche. Un calcul rigoureux serait nécessaire pour la déterminer. Toutefois, en première approximation, elle peut être prise égale à la somme de la valeur de z minimisant la statistique et de la borne supérieure de l'incertitude sur z . Dans ce cas, elle vaut alors $z < -291 \text{ pc}$. La faiblesse de la contrainte est sans doute due à la fois à la faible luminosité de la région conjuguée au manque de profondeur des données disponibles, ainsi qu'aux limites intrinsèques de notre approche appliquée à cette région complexe où plusieurs structures se superposent le long de la ligne de visée (Sawada et al., 2009). Malgré cela, la densité de colonne est quant à elle relativement bien contrainte et vaut $N_H = (2,6^{+0,4}_{-0,3}) \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. La densité de colonne associée à l'absorption

interstellaire d'avant-plan prend la valeur $N_H = (5,2 \pm 0,5) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, en légère baisse par rapport à la valeur imposée jusqu'alors, conformément à notre prédiction.

La position trouvée pour Sgr D est très en avant de Sgr A*, ce qui peut sembler surprenant au premier abord. Cependant, plusieurs études ont placé cette région dans une telle configuration. En particulier, les travaux de Blum et Daminieli (1999) en infrarouge proche, confirmés par Sawada et al. (2009) avec *Suzaku*, donnent une position sur la ligne de visée comprise entre $z \sim -100 \text{ pc}$ et $z \sim -4,1 \text{ kpc}$ pour la région H II. La distribution de matière proposée par Yan et al. (2017) comporte également un « bras » de matière s'étendant jusqu'à plus de 500 pc en avant de Sgr A* (fig. 2.11), situé exactement à la longitude et à la latitude galactiques de Sgr D. Ces éléments suggèrent donc que la contrainte trouvée sur la position de Sgr D est sans doute réaliste. Ils permettent également d'exprimer une nouvelle réserve sur la méthode proposée par Ryu (2013), qui place Sgr D en $z = 17_{-95}^{+179} \text{ pc}$.

Des observations *XMM-Newton* obtenues par notre groupe (PI : M. Clavel) ont été réalisées en 2016 et devraient permettre de renouveler cette étude avec davantage de données et de mieux contraindre le temps caractéristique de variabilité dans la région.

7.5 Application du modèle *rayflX* à Sagittarius A

La région de Sgr A est la région la plus proche du trou noir central. Se situant dans son champ de vue, elle a donc été régulièrement et profondément observée, bénéficiant indirectement du temps d'observation dédié à Sgr A*. De plus, si son flux intégré reste globalement constant, les variations à petite échelle de l'émission dans la raie du fer Fe K α y sont importantes. Par conséquent, beaucoup d'études se sont focalisées sur cette région (p. ex. Ponti et al., 2010 ; Clavel et al., 2013). Toutefois, de notre point de vue, Sgr A est une région moins idéale que les régions plus externes de la zone moléculaire centrale. En effet, elle est constituée d'une multitude de structures de densité variable, à la morphologie et à la dynamique complexes, et auxquelles se superposent une importante émission thermique diffuse due au plasma « tiède » de la superbulle de l'Arc radio, vraisemblablement issue de l'amas du Quintuplet (Ponti et al., 2015b). De plus, les deux échos potentiellement identifiés au chapitre 6 se propagent simultanément dans la région, générant un niveau de fond à 6,4 keV très élevé (Clavel et al., 2013). Les spectres obtenus sont donc la somme d'un grand nombre de composantes difficiles à distinguer, ce qui complique grandement la procédure d'ajustement spectral que j'ai développée en faisant l'hypothèse de nuages isolés. Dans la suite, je présente l'étude de plusieurs sous-régions du complexe Sgr A avec *rayflX*, dont certaines n'ont pas permis un ajustement satisfaisant des données.

Le filament de 2011

Dans ce contexte compliqué, le filament identifié par Clavel et al. (2013) dans les observations à haute résolution angulaire réalisées avec *Chandra* en 2011 représente une cible intéressante. En effet, il s'agit d'une structure de très petite taille, de l'ordre de $0,2 \times 1 \text{ pc}$, située relativement loin du noyau

TABLE 7.6 – Coordonnées galactiques des principales régions de Sgr A brillantes dans la raie FeK α étudiées par Terrier et al. (2018), auxquelles j’ai ajouté les coordonnées des nuages définies par Ponti et al. (2010) que j’ai utilisées dans la discussion.

Région	l (°)	b (°)	Rayon (")	Angle (°)
MC1	0,021	-0,052	84, 42	0
MC2	0,031	-0,077	65, 40	30
Br1	0,064	-0,076	47, 87	55
Br2	0,106	-0,083	73, 46	30
Filament 2011	0,107	-0,084	26, 60	0
G0.11-0.11	0,112	-0,108	97, 176	0
DX	0,111	0,075	75, 35	320
G0.04-0.16	0,043	-0,159	90, 90	—
G0.02+0.01	0,017	0,01	50, 140	0
G0.09-0.02	0,086	-0,023	50, 140	50
Région de contrôle	359,910	-0,160	285, 285	—
20 km s ⁻¹	359,871	-0,089	83, 71	330
50 km s ⁻¹	359,978	-0,071	70, 50	330

galactique (environ 23 pc en projection), ce qui limite la contamination par les fonds astrophysiques. De plus, cette région a été largement observée entre 2000 et 2010, lorsqu’elle n’était pas brillante. Les données acquises pendant cette période peuvent donc être utilisées pour extraire un spectre de l’émission de fond de la région, à comparer au spectre obtenu lors de l’illumination en 2011 (observations *Chandra* #12949, #13438 et #13508, soit un total de 150 ks). J’ai donc appliqué un modèle très simple au spectre soustrait obtenu selon cette approche par Clavel et al. (2013), comprenant uniquement l’émission de réflexion modélisée avec *rayflx* et une absorption galactique d’avant-plan, fixée comme précédemment à $N_H = 7,5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$:

$$\text{wabs} \times \text{rayflx} \quad (7.5)$$

La qualité de l’ajustement spectral réalisé selon cette méthode est moyenne ($\chi^2/\text{ddl} = 36,0/28$). La position du filament est néanmoins relativement bien contrainte, comme le montrent les contours de confiance présentés à la figure 7.9. La valeur obtenue est $z = -1,1_{-10,0}^{+7,5}$ pc, ce qui correspond à une position dans le plan du ciel contenant Sgr A*. La densité de colonne obtenue est en revanche mal contrainte. Le modèle ne fournit en effet qu’une limite inférieure $N_H > 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur semble extrêmement élevée compte tenu de la taille apparente de la structure. Elle impliquerait une densité de l’ordre de 10^6 cm^{-3} , ce qui est probablement excessif pour un filament isolé (voir p. ex. Arzoumanian et al., 2011). Cette surestimation provient sans doute en partie de l’inadéquation entre la géométrie sphérique supposée dans le modèle et la géométrie réelle, cylindrique, du filament. La densité de colonne du nuage peut également être augmentée artificiellement afin de compenser une absorption supplémentaire de l’émission, pouvant intervenir avant le nuage, au sein de celui-ci, ou après. Il peut ainsi s’agir d’une absorption de la loi de puissance incidente par la matière dense du complexe Sgr A entre Sgr A* et le filament. Dans tous les cas, c’est l’hypothèse du nuage isolé qui n’est plus vérifiée, le filament faisant sans doute partie d’une structure plus large et plus massive qui pourrait

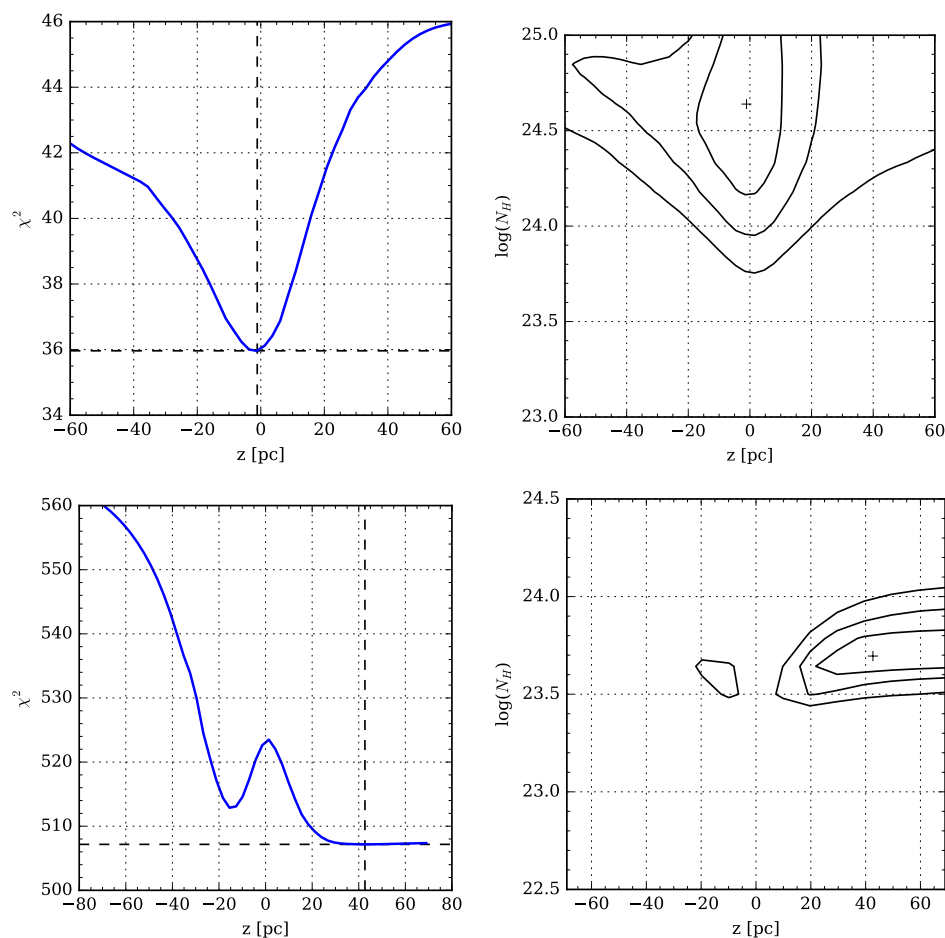


FIGURE 7.9 – À gauche : valeur de la statistique en fonction de la position z du nuage le long de la ligne de visée ajustée avec le modèle *rayflX*. À droite : contours à 1, 2 et 3 σ de la statistique en fonction de la position et du logarithme de la densité de colonne du nuage. Les figures sont données pour le filament de 2011 (en haut) et pour DX (en bas).

absorber une partie de son émission de réflexion. Le spectre obtenu serait alors davantage absorbé que ne le prévoit *rayflX*. La densité de colonne du nuage étant le seul paramètre libre qui puisse compenser cet effet, il est possible que celle-ci soit ainsi artificiellement augmentée pour ajuster au mieux les données. Une nouvelle version de *rayflX* intégrant ces effets pourrait permettre une modélisation plus réaliste du spectre du filament 2011. Dans cette attente, la valeur de la position z obtenue pour le filament 2011 semblant à la fois plausible et relativement bien contrainte, je l'ai néanmoins considérée comme exploitable dans la suite de ce travail.

Le nuage des Arches et DX

Terrier et al. (2018) identifient un total de dix régions, de tailles assez variables, présentant une émission à 6,4 keV en association avec une concentration de matière moléculaire, tracée par l'émission de la molécule CS (fig. 7.10). Le filament de 2011 est la région dont le flux est le plus intense dans les courbes de lumière présentées. Parmi les autres régions, le nuage des Arches, situé autour de l'amas du même nom, se distingue notamment par la décroissance rapide du flux (d'environ 30 %) entre 2010 et 2012 découverte par Clavel et al. (2014) et confirmée récemment par Krivonos et al.

(2017), qui exclut le scénario d'irradiation par les rayons cosmiques proposé par Tatischeff, Decourchelle et Maurin (2012). Lors de leur étude de la région, Capelli et al. (2011) se sont intéressés à une autre structure brillante dans la raie $\text{Fe K}\alpha$, située à quelques parsecs en projection au nord du nuage des Arches. Cette région, nommée DX, présentait selon ces auteurs un pic d'émission en 2004. Les nouvelles données obtenues par Terrier et al. (2018) ne confirment pas cette découverte et mettent au contraire en évidence une décroissance linéaire du flux sur la période 2000-2012 (fig. 7.10).

J'ai appliqué le modèle *rayflx* au nuage DX en utilisant 27 observations *XMM-Newton* prises entre 2000 et 2012 (table 7.8). Le modèle utilisé est celui donné à l'équation 7.1. La qualité de l'ajustement spectral réalisé selon cette méthode est moyennement satisfaisante ($\chi^2/\text{ddl} = 507,2/711$). La courbe d'erreur dans l'estimation de la position z laisse apparaître un minimum secondaire (fig. 7.9). Cependant, les contours d'erreur dans le plan $(z, \log_{10}(N_H))$ montrent que ce minimum n'est pas significatif et que seule une limite inférieure peut être obtenue pour la position du nuage le long de la ligne de visée ($z > 25$ pc). La valeur de la densité de colonne est en revanche relativement bien contrainte ($N_H = 5,0_{-1,0}^{+1,3} \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$). Une sous-estimation des erreurs est toutefois possible du fait de la valeur peu satisfaisante de la statistique réduite. Malgré ces limitations, j'ai considéré la limite inférieure obtenue pour la position z de DX comme exploitable dans la suite de ce travail.

Le Bridge

Une autre région très importante du complexe Sgr A est bien sûr celle du *Bridge*, dans laquelle Ponti et al. (2010) ont découvert la propagation supraluminique du signal à 6,4 keV. Cette région a été divisée en deux parties principales par Clavel et al. (2013), nommées Br1 et Br2 (table 7.6). Le filament brillant en 2011 étudié plus haut appartient à la sous-région Br2, ce qui permet de contraindre la position de celle-ci. Afin d'obtenir une contrainte sur l'ensemble du *Bridge*, j'ai également appliqué la méthode d'ajustement spectral à la région Br1.

Comme le montre la courbe de lumière de Br1 (fig. 7.10), cette région présente un flux déjà très important avant son pic d'illumination entre 2007 et 2012. Cela s'explique probablement par la superposition du signal d'intérêt, rapidement variable, et d'une composante diffuse, sans doute relativement stable sur la période considérée. Dans le cadre de cette interprétation, cette émission est supposée toujours présente dans les données prises en 2012. L'existence d'un niveau sous-jacent doit donc être prise en compte dans l'analyse des données les plus récentes. J'ai pour cela utilisé les 45 observations *XMM-Newton* les plus profondes disponibles, prises à la fois au moment du maximum (2012), mais également en 2004 dans le but d'estimer le niveau de fond, supposé identique entre les deux périodes. Dans un premier temps, j'ai ajusté uniquement les observations de 2004 avec un modèle phénoménologique identique à celui donné à l'équation 6.5, où l'absorption de la loi de puissance incidente est laissée libre. L'idée est, comme au paragraphe 6.6, d'ajuster au mieux le spectre de fond, quitte à accorder une moindre importance à la vraisemblance physique des paramètres obtenus. À l'issue de ce premier ajustement ($\chi^2/\text{ddl} = 386,2/331$), les valeurs des

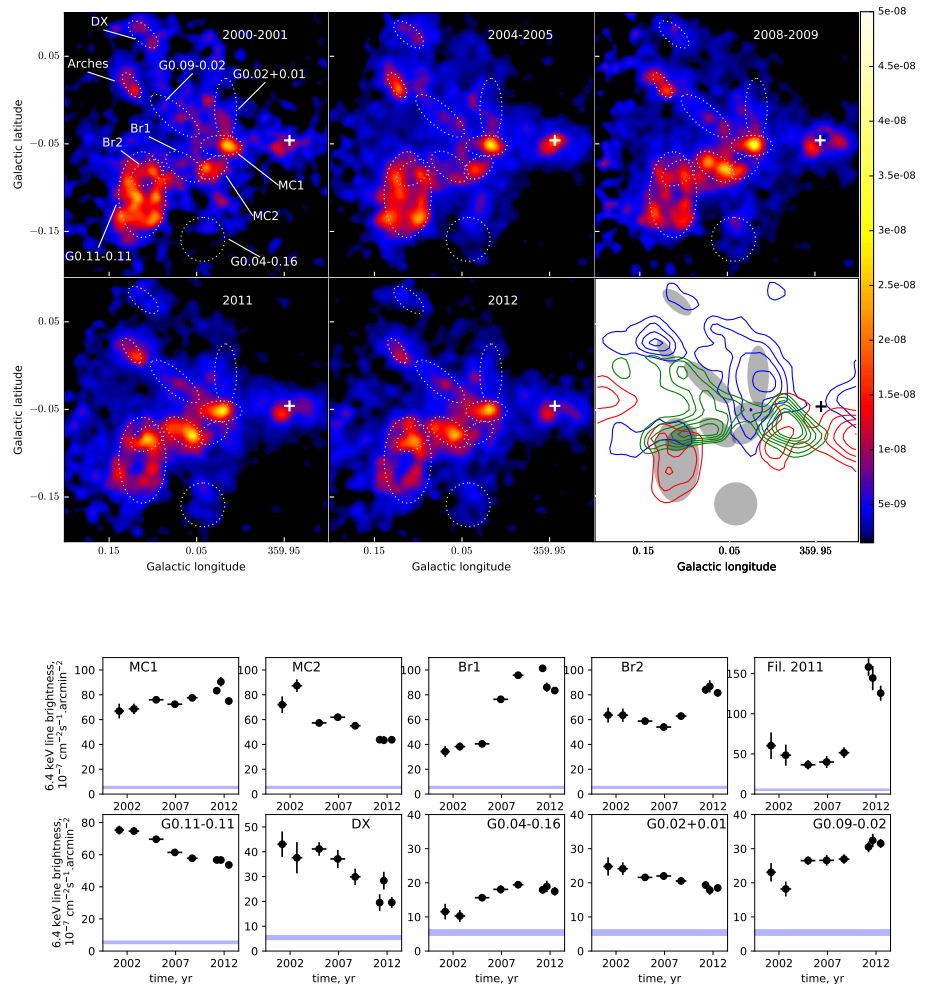


FIGURE 7.10 – *En haut* : images de Sgr A vu dans la raie Fe $K\alpha$ établies à partir des données *XMM-Newton* pour cinq périodes d'observation, et comparées à l'émission dans une raie moléculaire de CS (*en bas à droite*) intégrée en vitesse (de -20 à -10 km s^{-1} en bleu, de 10 à 40 km s^{-1} en rouge et de 40 à 70 km s^{-1} en vert). Les cartes X sont données en $\text{ph s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{pixel}^{-1}$ avec une taille de pixel d'environ $2,5''$. L'émission continue a été soustraite et un lissage gaussien de rayon 8 pixels a été appliqué. *En bas* : courbes de lumière du flux dans la raie à $6,4$ keV pour les dix régions indiquées sur les cartes X. Les bandes bleues représentent le niveau de l'émission de fond à $6,4$ keV, estimée à partir d'une région de contrôle. Leur largeur correspond à un écart-type. Figure extraite de Terrier et al. (2018).

normalisations de la loi de puissance et de la raie à 6,4 keV, ainsi que celle de l'absorption de la loi de puissance sont gelées. Un second ajustement est alors réalisé avec l'ensemble des observations. Les données prises en 2004 conservent le même modèle, dont les valeurs ont été préajustées, tandis que celles prises en 2012 sont décrites par le modèle combiné suivant :

$$\text{wabs}_1 \times (\text{apec}_1 + \text{apec}_2 + \text{wabs}_2 \times \text{powerlaw} + \text{rayflx}) + \text{gaussian} \quad (7.6)$$

où le modèle Monte-Carlo *rayflx* permet de prendre en compte l'émission supplémentaire rapidement variable observée en 2012.

L'ajustement global réalisé de cette façon est peu satisfaisant ($\chi^2/\text{ddl} = 3544,9/2372$) et la densité de colonne obtenue ($N_H \simeq 2,2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) est irréaliste. En effet, celle-ci est supérieure à celle trouvée pour Sgr B2, qui est pourtant le nuage moléculaire le plus massif de la Galaxie. Il est probable que cette surestimation soit due au fait que le modèle cherche à compenser artificiellement une absorption de l'émission en amont du nuage, ou au sein du nuage lui-même. Afin de tenir compte de cet effet, j'ai ajouté une absorption supplémentaire appliquée uniquement au modèle *rayflx* et dont la densité de colonne était libre de varier. Si l'ajustement est significativement amélioré ($\chi^2/\text{ddl} = 3511,0/2371$), la densité de colonne du nuage reste très élevée ($N_H \simeq 1,1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) et l'absorption supplémentaire semble élevée ($N_H \simeq 2,6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) pour être simplement due à la matière diffuse environnante. Une nouvelle fois, notre approche supposant un nuage isolé semble atteindre ses limites. Un ajustement satisfaisant des spectres de Br1 requérant probablement une extraction plus fine du spectre et une version plus complète de *rayflx* plutôt qu'un modèle complexifié de manière *ad hoc*, j'ai choisi de ne pas inclure la position obtenue ($z = 0,8_{-2,8}^{+5,3}$ pc) dans la suite de cette étude.

En complément de cette tentative de détermination par ajustement spectral avec *rayflx*, mentionnons que la position du *Bridge* le long de la ligne de visée peut également être contrainte par l'observation d'un mouvement supraluminique dans la structure. En effet, l'équation 4.27 peut se réécrire en fonction de l'angle θ entre l'observateur, le nuage et la source de l'illumination :

$$\theta = \arctan \left(\frac{1}{\sqrt{(v_{app}/c)^2 - 1}} \right) \quad (7.7)$$

La courbe correspondante représentant θ en fonction de la vitesse apparente est présentée à la figure 7.11. Les vitesses observées dans Br1 étant de l'ordre de 3 à 7,5 fois la vitesse de la lumière (Ponti et al., 2010), celui-ci doit avoir un angle de vue inférieur à environ 20 degrés, sans contrainte sur le signe de la position z associée. Cependant, celui-ci est très probablement positif car si Br1 était situé en avant de Sgr A*, son illumination serait la conséquence d'un sursaut d'activité du trou noir datant d'il y a moins de dix ans. Or, un évènement aussi récent est exclu par l'absence de détection directe (la région de Sgr A* étant régulièrement observée en rayons X mous par *Chandra* et *XMM-Newton* depuis 2000), mais surtout par le fait que les nuages 20 km s^{-1} et 50 km s^{-1} ne présentent pas de signal dans la raie FeK α (Ponti et al., 2010). En effet, d'après Coil et Ho (2000), ces nuages sont

situés à moins de 10 pc du trou noir central le long de la ligne de visée, respectivement en avant et en arrière de ce dernier. Le fait qu'ils n'aient pas d'émission significative à 6,4 keV pose une contrainte forte sur l'activité de Sgr A* ces cinquante à soixante dernières années.

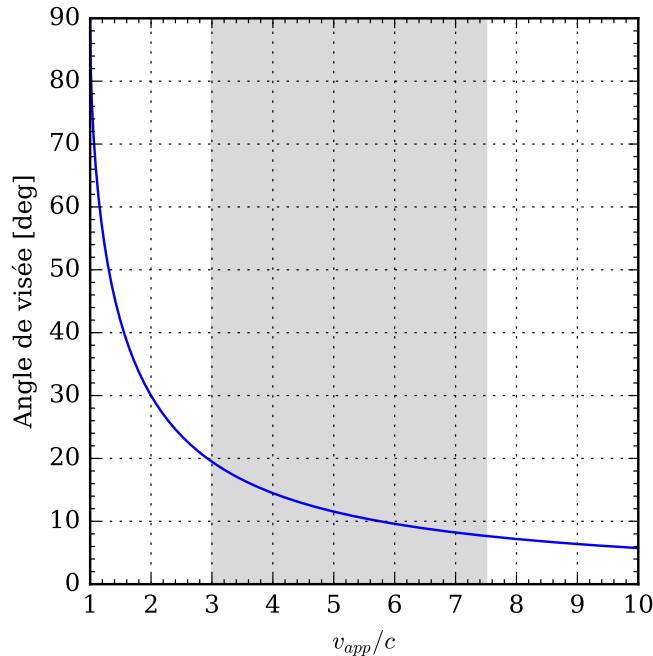


FIGURE 7.11 – Valeur de l'angle de visée en fonction de la vitesse apparente de déplacement de l'émission, en supposant que le déplacement a lieu exactement dans le plan du ciel. La bande grise représente la plage de vitesses observées dans le *Bridge* par Ponti et al. (2010).

Ce raisonnement permettant d'estimer la position de Br1 à partir de la vitesse apparente de l'émission réfléchi repose toutefois sur l'hypothèse très forte que Br1 s'étend exactement selon l'axe x . Pour pouvoir considérer comme fiable la contrainte obtenue sur l'angle de visée, un calcul plus complet tenant compte de cet effet est impératif. Il fera l'objet d'un travail postérieur à cette thèse. Dans l'attente, seul le principe théorique de la méthode mérite d'être retenu.

Le nuage MC1

Comme dans Sgr C, deux échelles temporelles de variation ont été détectées dans le complexe Sgr A (Clavel et al., 2013). Alors que le *Bridge* montre des variations importantes sur un temps très court, la région MC1 présente ainsi des variations linéaires sur des échelles de temps plus longues. La partie de la région située à l'est galactique a notamment vu son émission croître progressivement entre 2000 et 2011, année à partir de laquelle elle a commencé à diminuer (d'environ 15 % en un an). Les régions les plus à l'ouest galactique avaient quant à elles déjà entamé leur décroissance dès le début des années 2000, signe d'une propagation du signal de l'ouest vers l'est au sein du nuage.

J'ai appliqué le modèle *rayflX* à 11 observations du nuage MC1 prises en 2004 et en 2012. Je les ai ajustées avec un modèle commun similaire à celui de l'équation 7.1. Bien que la courbe de lumière de la région suggère

TABLE 7.7 – Positions des nuages obtenues par ajustement spectral avec *rayflX*.

Région	x (pc)	z (pc)
DX	22,9	> 25
Filament 2011	22,3	$-1,1^{+7,5}_{-10,0}$
Sgr B2	98,9	$-60,4^{+14,2}_{-23,0}$
G0.74–0.11	108,9	$5,5^{+30,5}_{-33,3}$
Sgr C1	–71,1	$18,3^{+10,9}_{-19,6}$
Sgr C2	–65,2	$-52,4^{+12,7}_{-14,3}$
Sgr C4	–71,4	$-14,7^{+33,4}_{-14,9}$
Sgr D	166,2	< -291

que le flux n'a pas beaucoup varié entre les deux périodes considérées, j'ai distingué les valeurs du flux de l'émission réfléchie en 2004 et en 2012 dans le modèle. L'ajustement réalisé de cette façon est de très mauvaise qualité ($\chi^2/\text{ddl} = 932,2/513$), ce qui biaise l'estimation des erreurs vers des valeurs extrêmement faibles, et donc irréalistes ($\Delta z < 1$ pc p. ex.). Les valeurs ajustées du flux de l'émission réfléchie en 2004 et 2012 présentent de plus un écart d'un facteur trois, alors que la courbe de lumière de la région suggère que le flux a très peu varié entre les deux périodes considérées. Il semble donc que l'approche utilisée soit trop simpliste pour appréhender de manière satisfaisante la complexité de l'émission dans cette région. Il est notamment possible que le spectre incident soit modifié entre Sgr A* et le nuage. Il est également clair que l'hypothèse d'illumination totale n'est pas valable ici, comme le suggèrent les importants changements morphologiques observés. Pour ces raisons, j'ai préféré ne pas inclure MC1 dans la suite de cette étude.

Autres nuages du complexe Sgr A

Parmi les autres nuages du complexe Sgr A identifiés à la figure 7.10, je n'ai pas essayé d'ajuster les spectres des trois régions G0.04–0.16, G0.02+0.01 et G0.09–0.02, qui ont les plus faibles flux observés dans la raie Fe K α ($\lesssim 3 \times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcmin $^{-2}$). J'ai également préféré ne pas inclure le nuage G0.11–0.11 dont la taille très importante et la position impliquent qu'il regroupe un grand nombre de composantes superposées.

7.6 Nombre d'évènements associés aux positions obtenues

L'application du modèle *rayflX* a permis de contraindre les positions le long de la ligne de visée de près d'une dizaine de nuages appartenant à l'ensemble des quatre principaux complexes moléculaires de la zone moléculaire centrale. Les résultats obtenus sont résumés dans la table 7.7 et présentés dans une vue de dessus du centre galactique à la figure 7.12. Comme je l'ai fait au chapitre 6, je vais à présent chercher à déterminer les temps de propagation des échos de lumière à partir des positions obtenues, dans la perspective d'affiner la reconstruction de l'activité passée de Sgr A* proposée à la section 6.8.

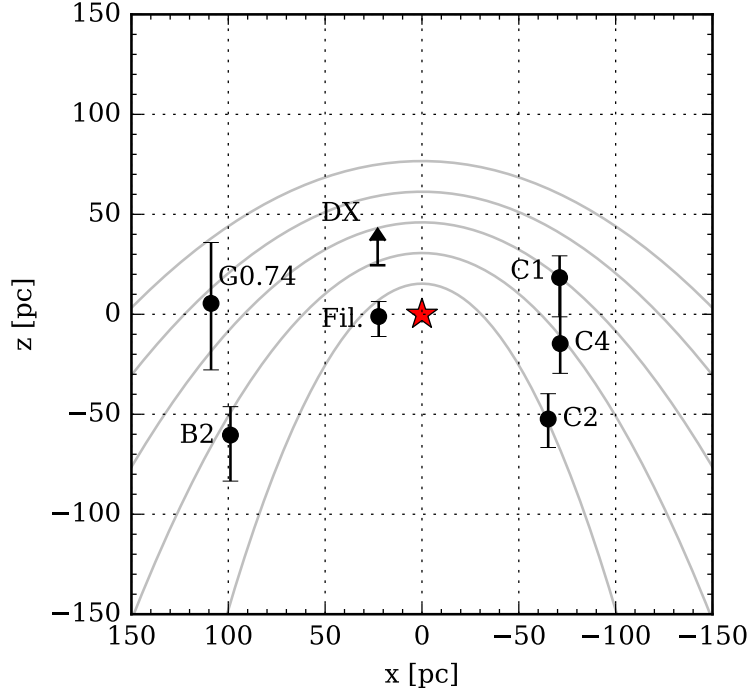


FIGURE 7.12 – Positions des nuages obtenues par ajustement spectral avec *rayflX*, représentées dans une vue de dessus du centre galactique. L'étoile rouge représente Sgr A*. L'observateur est situé en $z = -\infty$. Sgr D n'est pas représenté en raison de son éloignement des régions centrales. Cinq fronts d'onde paraboliques sont représentés pour les retards $\Delta t = 100, 200, 300, 400$ et 500 ans.

Pour ce faire, j'ai de nouveau développé une fonction du modèle Monte-Carlo utilisé, permettant cette fois de substituer le retard Δt au cosinus de l'angle de visée θ , paramètre original décrivant la position du nuage dans le code *rayflX*. La conversion se fait via l'équation suivante :

$$\cos \theta = \frac{1 - (\Delta t/x)^2}{1 + (\Delta t/x)^2} \quad (7.8)$$

où x est la position du nuage le long de l'équateur galactique (en parsecs).

Comme précédemment, les retards sont donnés par rapport à l'année 2000, prise pour référence, et décomptés à partir de l'année où l'émission atteint son maximum dans les données (a priori différent du maximum réel, malheureusement inaccessible en l'absence d'une surveillance permanente des variations de l'émission).

Ajustement des paraboles

Considérant les positions obtenues (fig. 7.12), j'ai défini un regroupement arbitraire des nuages en deux ensembles selon leur proximité aux fronts d'onde paraboliques, afin de tester le scénario à deux évènements. Tirant parti du premier ajustement réalisé au chapitre 6, j'ai conservé l'association des nuages Sgr C1, Sgr C4 et Sgr B2 dans un même ensemble puisque la tendance globale obtenue avec *rayflX* reste similaire à celle obtenue avec le modèle de Walls et al. (2016). Situés approximativement sur les mêmes fronts d'onde, les nuages DX et G0.74–0.11 sont naturellement associés à ce premier ensemble de nuages. Les nuages restants, à savoir Sgr C2, Sgr D

et le filament de 2011, forment logiquement le second groupe de nuages, ceux-ci étant tous situés à proximité du le front d'onde le plus interne ($\Delta t = 100$ ans) représenté arbitrairement sur la figure 7.12. Une nouvelle fois, ces choix de regroupement en deux évènements sont arbitraires (bien qu'argumentés), ce qui représente une source d'incertitude systématique délicate à estimer. Pour la même raison, je n'ai pas considéré un scénario à trois évènements qui, malgré son intérêt, serait encore plus délicat à tester. En effet, la part d'arbitraire avec trois évènements est bien plus importante puisque $C_8^3 = 56$ combinaisons de nuages sont théoriquement possibles¹.

Afin d'évaluer la vraisemblance du scénario à deux évènements, je l'ai comparé à un second modèle où tous les nuages sont illuminés par un évènement unique. L'ajustement des données avec l'un ou l'autre des modèles a été réalisé en suivant la même démarche que celle décrite au chapitre 6, avec cette fois quatre régions supplémentaires. Cela représente un total de 76 spectres ajustés simultanément, extraits de 20 observations *XMM-Newton* (61 spectres) et 8 observations *Chandra* (15 spectres). Les références des 28 observations utilisées sont données dans la table 7.8.

Afin de faciliter la convergence de l'ajustement, j'ai fixé les densités de colonne des huit nuages aux valeurs trouvées lors des ajustements région par région présentés *supra*. Pour le modèle à un seul évènement, les retards associés à toutes les régions pour toutes les périodes d'observation sont imposés égaux. Pour le modèle à deux évènements, j'ai procédé de même au sein de chacun des deux groupes de nuages, en laissant évidemment libres de varier l'un par rapport l'autre les retards associés aux deux groupes. Cela représente un total de 34 paramètres libres dans le premier cas, et 35 dans le second. À l'exception du ou des retards associés aux échos, ces paramètres correspondent exclusivement aux normalisations du modèle de réflexion pour chaque région et chaque période considérée.

Le résultat de l'ajustement simultané est donné dans la table 7.9. Pour le modèle à un seul évènement, la statistique réduite est $\chi^2/\text{ddl} = 1894,7/1942$ tandis qu'elle vaut $\chi^2/\text{ddl} = 1866,6/1941$ dans le scénario à deux évènements. La comparaison de ces deux valeurs permet de déterminer quel modèle est le meilleur d'un point de vue statistique. Comme précédemment, la significativité (en nombre de σ) de la comparaison vaut $\sqrt{\Delta\chi^2}$ d'après le théorème de Wilks (1938). Avec les valeurs de la statistique obtenues, on a donc une significativité égale à $\sqrt{1894,7 - 1866,6} = \sqrt{28,1} \simeq 5,3\sigma$. Le modèle à deux évènements est donc de nouveau favorisé, mais cette fois-ci avec un niveau de confiance beaucoup plus grand, notamment du fait de la prise en compte de quatre nuages supplémentaires. Les valeurs des retards associés sont $\Delta t_1 = 238_{-20}^{+19}$ ans et $\Delta t_2 = 84_{-9}^{+16}$ ans.

La valeur trouvée pour le premier évènement (le plus ancien) est compatible avec celle obtenue en ne considérant que Sgr B2 et les trois nuages de Sgr C ($\Delta t_1 = 243_{-25}^{+20}$ ans). L'amplitude de l'incertitude associée est comparable. L'écart est plus important pour le second évènement (le plus récent), les deux valeurs obtenues pour Δt_2 différant d'une vingtaine d'années au moins. La logique des résultats est cependant préservée et il faut garder à l'esprit les importantes sources d'erreurs systématiques qui affectent les résultats. L'écart entre la nouvelle valeur obtenue pour Δt_2 avec *ray-*flux** et la valeur obtenue au chapitre 6 en prenant une métallicité $Z = 1.3$

¹ En pratique, un critère de proximité est pris en compte dans le regroupement des nuages, ce qui réduit sensiblement le nombre d'associations possibles. Celui-ci reste néanmoins trop élevé pour réaliser une comparaison rigoureuse des scénarios.

TABLE 7.8 – Liste des 28 observations *XMM-Newton* et *Chandra* utilisées pour l'ajustement global des paraboles avec *rayflX*.

Date	Obs. ID	Temps d'exposition (ks)		
		EPIC-pn	EPIC-MOS	ACIS-I
2000-03-29	944	—	—	98,7
2000-09-11	0112970701	19,5	23,4	—
2000-09-19	0112970401	25,4	29,4	—
2000-09-21	0112970501	21,1	24,9	—
2000-09-21	0112970801	20,0	23,9	—
2001-04-01	0112971901	4,7	9,2	—
2001-09-04	0112972101	21,7	26,0	—
2002-10-03	0111350301	15,4	17,0	—
2004-03-28	0202670501	—	107,8	—
2004-08-31	0202670701	127,5	132,5	—
2004-09-02	0202670801	131,0	133,0	—
2005-07-22	5892	—	—	97,9
2007-03-30	0402430701	32,3	33,9	—
2007-04-01	0402430301	101,3	93,9	—
2007-04-03	0402430401	93,6	97,6	—
2011-07-19	13508	—	—	30,6
2011-07-21	12949	—	—	56,1
2011-07-29	13438	—	—	64,8
2012-09-07	0694640101	42,0	43,5	—
2012-08-30	0694640201	45,0	46,6	—
2012-09-02	0694640401	53,0	51,4	—
2012-10-06	0694640801	40,0	41,6	—
2012-09-12	0694640901	43,0	44,6	—
2012-09-24	0694641101	40,0	41,6	—
2012-09-26	0694641201	40,0	41,6	—
2014-07-29	16174	—	—	30,1
2014-08-01	16642	—	—	29,8
2014-08-03	16643	—	—	35,6

TABLE 7.9 – Âges des échos obtenus par ajustement spectral simultané de 76 spectres avec *rayflX*, dans les cas à un et deux évènements. Les retards sont donnés par rapport à l'année 2000 et ne tiennent pas compte du temps de propagation de la lumière entre le centre galactique et la Terre ($\sim 26\,000$ ans).

Scénario	Δt_1 (an)	Δt_2 (an)	χ^2/ddl
1 évènement		196^{+26}_{-12}	1894,7/1942
2 évènements	238^{+19}_{-20}	84^{+16}_{-9}	1866,6/1941

($\Delta t_2 = 111_{-11}^{+14}$ ans) est par exemple beaucoup plus faible. Il ne faudra donc pas attacher un crédit excessif à la précision des valeurs données, d'autant que le temps à malheureusement manqué pour nous permettre de réaliser une prise en compte des effets systématiques discutés à la section 6.7.

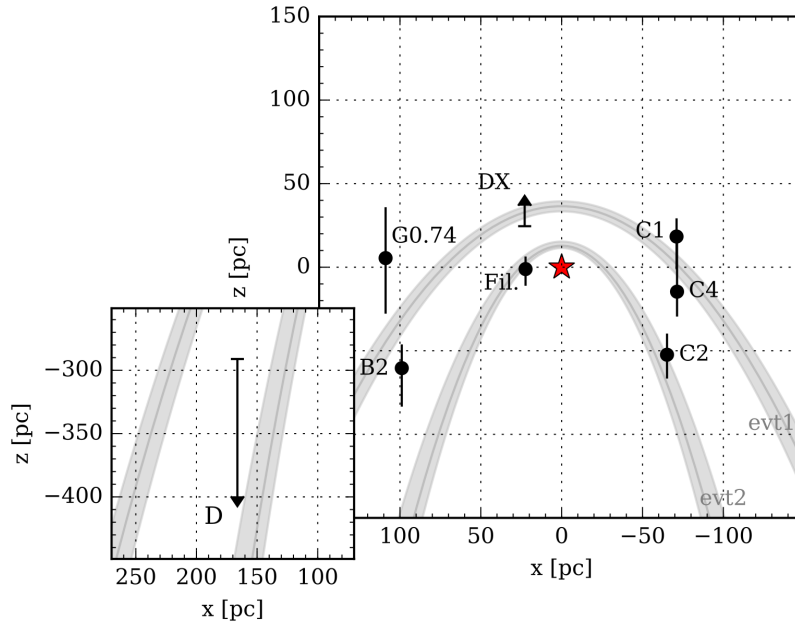


FIGURE 7.13 – Ajustement des positions des nuages, dans une vue de dessus du centre galactique centrée sur Sgr A* (étoile rouge). L'observateur est situé en $z = -\infty$. Les points noirs correspondent aux positions obtenues avec le modèle *rayflX*, pour une métallicité solaire et un profil de densité uniforme. Les paraboles grisées représentent les deux échos qui ajustent le mieux les données. Leur largeur correspond à l'incertitude statistique sur le retard et non à la durée de l'évènement associé.

Lien avec les courbes de lumière

L'hypothèse d'un scénario à deux évènements est à la fois soutenue par la détermination des positions avec le modèle Monte-Carlo *rayflX*, mais également par l'analyse des courbes de lumière, et ce, de manière indépendante (fig. 7.14). En effet, comme nous l'avons déjà évoqué à la section 6.6, les régions Sgr C4 et Sgr C1 présentent des variations relativement uniformes sur la période considérée (14 ans), tandis que les variations dans Sgr C2 sont beaucoup plus rapides, de l'ordre de quelques années seulement. Ces deux échelles temporelles, interprétées comme les traces de deux évènements différents, se retrouvent dans les nuages supplémentaires pris en compte dans ce chapitre. En particulier, le filament identifié dans Br2, présente une variation soudaine en 2011 (Clavel et al., 2013), qui tend à l'associer spontanément avec Sgr C2. C'est effectivement ce que suggèrent les positions obtenues de manière indépendante avec *rayflX*. De même, Sgr D semble s'allumer en 2012, même si le manque de données dans sa courbe de lumière ne permet pas de caractériser précisément son type de variabilité. Notons également que le nuage Br1, non inclus dans l'ajustement global, présente des variations rapides qui conduiraient à l'associer avec l'évènement le plus récent, là encore en cohérence avec la position obtenue indépendamment lors de l'ajustement spectral, et ce malgré les insuffisances de la version actuelle du modèle.

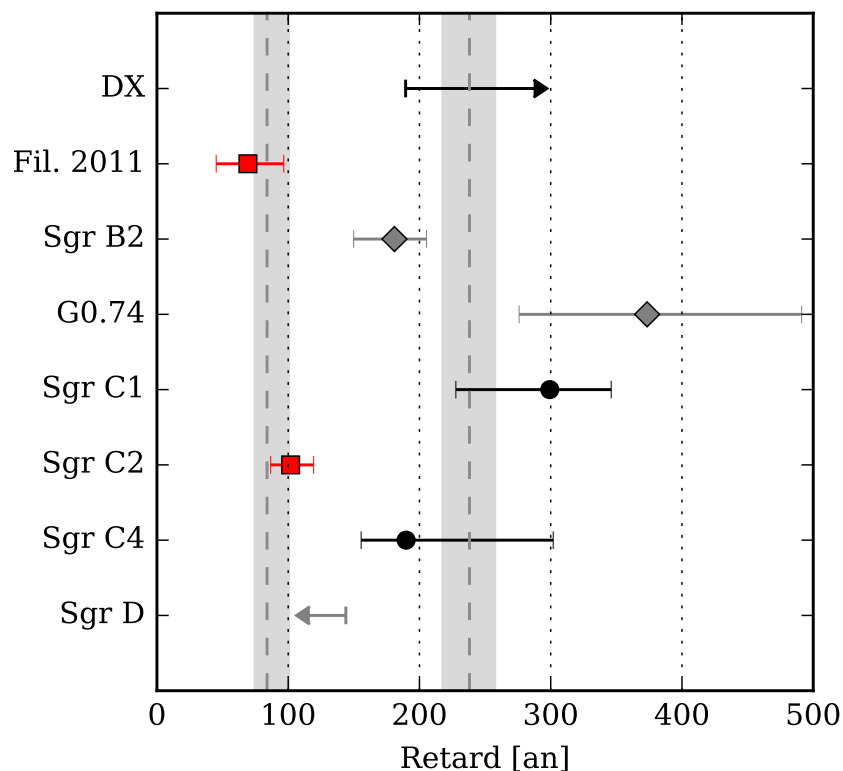


FIGURE 7.14 – Ajustement des retards avec *rayflx*. Les carrés rouges représentent les nuages dont les variations sont rapides tandis que les ronds noirs correspondent aux variations monotones. Les losanges gris indiquent les nuages pour lesquels les données manquent pour caractériser précisément leur temps caractéristique de variation. Les deux bandes grisées correspondent aux valeurs des retards obtenues par ajustement spectral de l'ensemble des données avec le modèle à deux évènements.

Les autres nuages associés au second évènement ont eux aussi des courbes de lumière cohérentes avec celles, monotones sur l'ensemble de la période considérée, de Sgr C1 et Sgr C4. La région DX voit ainsi son flux décroître de manière relativement linéaire sur l'ensemble de la période étudiée, avec une pente comparable à celle décrite par la courbe de lumière de Sgr C4. L'émission de Sgr B2 et G0.74–0.11 semble également décroître de manière linéaire entre 2000 et 2012. Le manque de données entre 2005 et 2012 ne permet toutefois pas de conclure définitivement quant à leur temps caractéristique de variabilité.

Quoi qu'il en soit, le regroupement des nuages en deux ensembles associés chacun à un épisode d'activité de Sgr A* différent semble donc largement confirmé par l'étude des variations de luminosité des nuages au sein de ces deux groupes. La significativité du scénario à deux évènements, déjà établie à plus de 5σ sur la seule base des positions obtenues par ajustement spectral, doit être en pratique encore supérieure du fait de la cohérence des échelles de variabilité. L'association de ces deux approches complémentaires et indépendantes permet de conclure en faveur de l'existence d'un évènement de retard $\Delta t_2 \sim 85$ ans et d'une durée n'excédant pas quelques années, et d'un évènement plus ancien de retard $\Delta t_1 \sim 240$ ans ayant duré sans doute plus d'une dizaine d'années.

Les résultats obtenus sont donc en très bon accord avec le travail de Clavel et al. (2013) qui avait déjà identifié deux comportements temporels différents dans les nuages du complexe moléculaire Sgr A (fig. 4.12). Comme l’a confirmé l’étude récente de Terrier et al. (2018), les nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11 sont notamment caractérisés par une évolution lente sur dix ans, tandis que le *Bridge* (Br1 et Br2) montre une variation piquée en quelques années et le signe d’une propagation du signal d’ouest en est. Parmi ces nuages, seul le spectre du filament de 2011, inclus dans la région Br2, a pu être raisonnablement bien ajusté avec notre approche. Cependant, il est possible d’estimer les positions attendues des nuages non considérés à partir de leur association avec l’un ou l’autre des comportements temporels et des retards obtenus. Les variations rapides de la région Br1 conduisent par exemple à l’associer au sursaut court, et donc à prédire sa position le long de la ligne de visée à $z \sim 0 - 20$ pc en faisant l’hypothèse que le nuage est situé exactement sur le front d’onde parabolique. On peut d’ailleurs noter que cette position est compatible avec celle déterminée via l’ajustement spectral, malgré les limites de celui-ci. Les positions des nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11, a priori associés à l’autre sursaut, peuvent être estimées de la même façon. Elles devraient se situer dans l’intervalle $z \sim 25 - 45$ pc.

Tous ces nuages devraient être étudiés prochainement dans le cadre d’une étude plus poussée de l’ensemble des structures identifiées par Terrier et al. (2018), avec une extraction des spectres à plus petite échelle et une version plus complète du code *rayflX*. Il sera alors intéressant de vérifier la validité ou non de ces prédictions.

7.7 Propriétés des deux évènements identifiés

Si l’ajustement spectral et l’analyse des courbes de lumière permettent d’estimer grossièrement l’âge et la durée des deux évènements identifiés, j’ai tenté de mieux contraindre ces paramètres, ainsi que la luminosité des sursauts, à l’aide d’autres éléments.

Âge

Concernant l’âge des échos, il est intéressant de comparer nos estimations aux autres études publiées sur le sujet. La détermination de l’âge des échos est toutefois possible depuis très peu de temps. Aussi, seules deux études très récentes existent sur le sujet. Tout d’abord, Churazov et al. (2017a) ont cherché à corréliser les variations temporelles et les variations spatiales de l’émission réfléchie, en comparant leur fonction de structure. Selon ces auteurs, le complexe Sgr A serait ainsi illuminé par un court sursaut d’activité ayant eu lieu il y a environ 110 ans. Malgré son intérêt, cette méthode fait l’hypothèse d’un évènement unique, ce qui, comme nous venons de le voir, n’est pas corroboré par les observations, et présente plusieurs limites dues à l’hypothèse d’un milieu optiquement mince, comme nous l’avons discuté au chapitre 5. L’âge du sursaut obtenu semble toutefois marginalement compatible avec le plus récent des deux échos que nous avons identifiés.

Très récemment, Chernyshov et al. (2018) ont interprété la variation de la largeur équivalente de la raie Fe K α observée dans la région des Arches (Krivonos et al., 2017) comme une indication possible que cette région abrite en réalité deux nuages, illuminés chacun par un événement différent. En supposant là encore un milieu optiquement mince, ces auteurs estiment les retards associés à ces deux événements à $\Delta t_1 \sim 230$ ans et $\Delta t_2 \sim 100$ ans, en excellent accord que celles que nous avons publiées sur la seule base de Sgr B2 et Sgr C (Chuard et al., 2018), comme avec les nouvelles valeurs obtenues dans ce chapitre. Malgré tout, il convient de rappeler que la largeur équivalente de la raie Fe K α est une grandeur qui dépend de nombreux paramètres et qui doit donc être interprétée avec précaution, en particulier lorsqu'elle est extraite d'une région étendue où plusieurs émissions se superposent.

Durée

La durée de l'évènement le plus long a été estimée dans l'étude récemment publiée par notre groupe (Terrier et al., 2018) en étudiant le déplacement de l'émission dans Sgr C₁ (fig. 7.3). En effet, le barycentre de l'émission se déplace d'environ $\delta x = 1,6'$ entre 2000 et 2012 le long de la structure. Cela correspond à une vitesse apparente de l'ordre de celle de la lumière, cohérente avec une position de la structure plutôt proche du plan du ciel contenant Sgr A* (fig. 7.11).

À condition de faire l'hypothèse que la structure illuminée est linéaire, la taille de la région illuminée peut s'écrire $\Delta l = v_{app}\Delta T$, où v_{app} est la vitesse apparente du front d'onde et ΔT la durée de l'évènement à l'origine de l'illumination. Par ailleurs, entre deux observations séparées d'un temps δt relativement court, la région illuminée va progresser le long du filament, parcourant une distance $\delta x = v_{app}\delta t$.

Ces deux formules s'écrivant en fonction de la vitesse apparente v_{app} , il est possible de les combiner afin d'obtenir l'équation suivante :

$$\Delta T = \delta t \frac{\Delta l}{\delta x} \quad (7.9)$$

Dans notre cas, la taille de la région illuminée est $\Delta l = 2,9'$, soit environ 7 pc en projection, en 2000 comme en 2012 ($\delta t = 12$ ans). Et comme $\delta x = 1,6'$, on en déduit $\Delta T \sim 22$ ans, soit un temps compatible avec les variations lentes observées dans les courbes de lumière.

Pour ce qui concerne le sursaut court, la seule courbe de lumière présentant clairement à la fois une augmentation et une diminution rapides du flux est celle de Sgr C₂ (fig. 6.8). J'ai donc entrepris d'ajuster cette courbe de lumière obtenue à partir des données *XMM-Newton* et *Chandra* avec le modèle *rayflX*. Comme nous l'avons vu au chapitre 5, l'implémentation du temps de vol des photons dans le modèle Monte-Carlo permet l'étude des effets temporels du phénomène de réflexion, et notamment la modélisation de courbes de lumière des nuages à différentes énergies. J'ai donc extrait des simulations la courbe de lumière dans la bande 6,0 – 6,8 keV correspondant le mieux aux paramètres ajustés du nuage, à savoir une

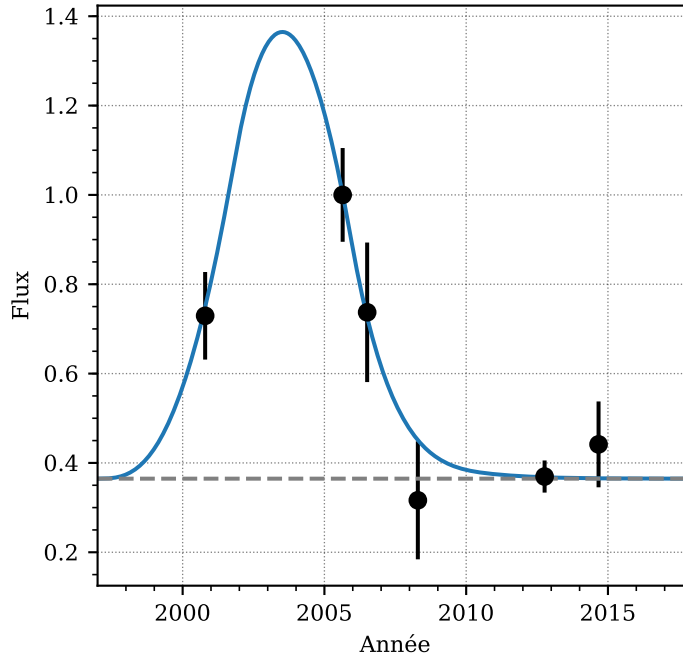


FIGURE 7.15 – Ajustement de la courbe de lumière de Sgr C2 avec *rayflX*. Les points noirs correspondent aux données extraites des spectres *Chandra* et *XMM-Newton* présentées au chapitre 6. La courbe bleue est une courbe de lumière issue de *rayflX* convoluée par une fonction porte, auquel est ajouté un niveau constant de fond représenté par la ligne grise pointillée. Le flux est donné en unité arbitraire, de sorte que le maximum apparent observé en 2005 vaille 1.

densité de colonne $N_H = 6,8 \times 10^{23}$ cm et un cosinus de l'angle de visée $\cos \theta = 0,62 \pm 0,05$. J'ai convolué cette courbe de lumière avec un modèle de sursaut de Sgr A*, pris ici égal à une fonction porte de largeur ΔT . J'ai ensuite ajusté la courbe de lumière convoluée à la courbe de lumière réelle issue des données *XMM-Newton* et *Chandra* en utilisant la méthode Python `scipy.optimize.curve_fit`. Pour faciliter la comparaison, la courbe de lumière réelle a été normalisée de façon à ce que le maximum atteint en 2005 corresponde à $F = 1$ (en unité arbitraire du flux).

L'ajustement comporte trois paramètres libres : la durée du sursaut ΔT , l'année de début de l'illumination du nuage t_0 et un niveau constant d'émission de fond F_0 . Le modèle permet de reproduire de manière très satisfaisante les données (fig. 7.15), malgré un certain surajustement ($\chi^2/\text{ddl} = 1,7/2$) dû au nombre élevé de paramètres comparé à la taille de l'échantillon. Les paramètres obtenus sont $\Delta T \simeq 1,3$ ans, $t_0 \simeq 1999$ et $F_0 \simeq 0,36$. Le but de cet ajustement étant avant tout illustratif des possibilités offertes par le modèle *rayflX*, les incertitudes associées aux paramètres n'ont pas été rigoureusement déterminées. Les valeurs obtenues permettent néanmoins de contraindre la durée du premier des deux événements à environ un an, et suggèrent que le maximum de l'émission de Sgr C2 a eu lieu en 2003, à une période où la région n'a pas été observée, avec un flux près de 40 % supérieur à celui observé en 2005.

Luminosité

À partir des positions obtenues et de la normalisation de chaque composante spectrale modélisant l'émission réfléchie avec *rayflX*, il est possible d'estimer la luminosité de l'évènement à l'origine de l'illumination. En effet, la table XSPEC utilisée a été normalisée pour un nuage de rayon $R = 1$ pc situé à une distance $d = 50$ pc de Sgr A*. Donc, pour un nuage de rayon R situé à une distance d de Sgr A*, la luminosité vaut :

$$L_{2-10 \text{ keV}} = \text{norm} \times \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right)^{-2} \left(\frac{d}{50 \text{ pc}} \right)^2 10^{39} \text{ erg s}^{-1} \quad (7.10)$$

J'ai donc appliqué cette formule à l'ensemble des huit nuages considérés dans ce chapitre, en considérant les paramètres (normalisation au moment du maximum apparent et position) obtenus lors de chaque ajustement spectral individuel, et en déduisant le rayon du nuage de la taille de la région d'extraction spectrale. Les luminosités obtenues sont présentées à la figure 7.16. Compte tenu des choix effectués, il s'agit seulement de limites inférieures. En effet, d'une part, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent pour Sgr C2, il est possible que nos données ne couvrent pas les époques où l'émission atteint son maximum, ce qui ne permet pas de reconstruire fidèlement la luminosité du sursaut à l'origine de l'illumination. D'autre part, les régions d'extraction spectrale sont par construction toujours plus grandes que la taille réelle des régions illuminées, ce qui, compte tenu de la dépendance de la luminosité en R^{-2} , implique un effet systématique qui tend à sous-estimer la luminosité. Malgré ces limites, les luminosités obtenues sont toutes probablement supérieures à $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ et au moins un nuage (Sgr B2) dépasse $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Ces valeurs sont comparables aux valeurs habituellement citées dans la littérature². Elles confirment que Sgr A* a atteint une luminosité au moins six ordres de grandeur au-dessus de son niveau quiescent actuel au cours du dernier millénaire pendant plusieurs années, et ce, probablement à deux reprises.

² La luminosité obtenue pour le filament de 2011 est cohérente avec celle, supérieure d'environ un ordre de grandeur, calculée par Clavel (2014) pour une densité environ un ordre de grandeur plus faible.

7.8 Origine physique des évènements identifiés

Comme nous l'avons montré, l'étude de l'émission de près d'une dizaine de nuages issus des quatre principaux complexes de la zone moléculaire centrale fournit de forts arguments en faveur d'un scénario à au moins deux évènements, avec une significativité supérieure à 5σ sur la base des ajustements spectraux, confirmée indépendamment par l'analyse des courbes de lumière. Un premier évènement aurait ainsi eu lieu il y a environ 240 ans et aurait possiblement duré une vingtaine d'années. Il aurait été suivi d'un second évènement ayant eu lieu il y a environ 85 ans et ayant possiblement duré un an. L'absence de signal dans la raie Fe K α en provenance des nuages 20 km s^{-1} et 50 km s^{-1} atteste de plus de l'absence d'un autre évènement de ce type ces cinquante à soixante dernières années. Enfin, l'observation XMM-Newton de Sgr E que j'ai obtenue et qui sera réalisée prochainement devrait également permettre de contraindre l'existence d'évènements encore plus anciens, ce complexe étant le plus lointain de Sgr A* en projection. L'ensemble de ces éléments permettent d'ébaucher l'allure de la courbe de lumière de Sgr A* au cours du dernier millénaire.

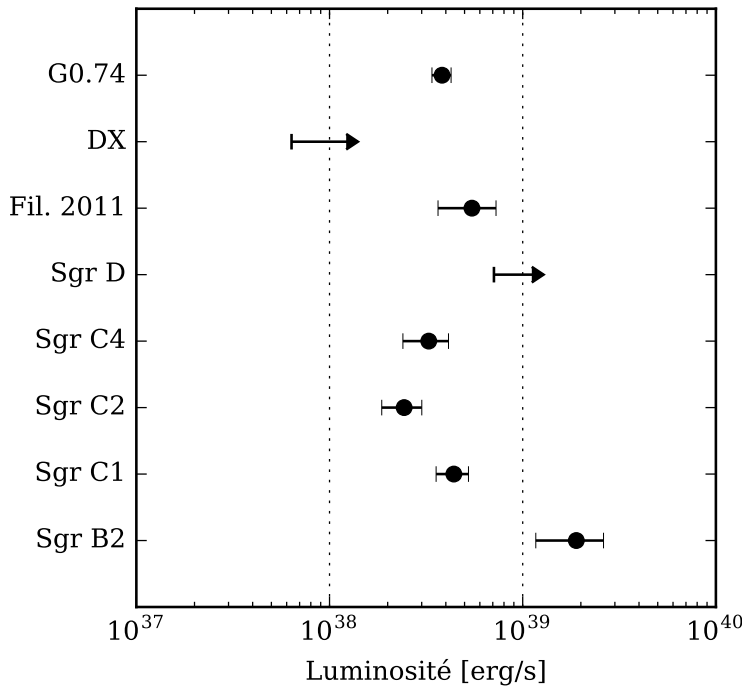


FIGURE 7.16 – Luminosité de la source à l’origine de l’illumination pour les huit régions considérées dans ce chapitre, déduite de la position des nuages et de la normalisation du modèle *rayflX*. Si certaines valeurs sont explicitement des limites inférieures, toutes le sont implicitement, en raison de la taille des régions d’extraction spectrale et de la couverture temporelle partielle des observations disponibles.

En conclusion, on peut s’interroger sur l’origine physique de telles variations de luminosité du trou noir galactique, atteignant un niveau supérieur d’au moins six ordres de grandeur au niveau quiescent actuel. L’échelle de temps relativement rapide de ces variations permet tout d’abord d’exclure un changement de régime d’accrétion comparable à celui observé dans les noyaux actifs de galaxies (p. ex. Schawinski et al., 2010 ; Keel et al., 2017). En effet, le temps caractéristique de transition étant proportionnel à la masse du trou noir, celui-ci serait de l’ordre de la centaine d’années pour Sgr A*, soit très au-delà des temps observés. L’origine des sursauts d’activité du trou noir galactique est donc plutôt à rechercher du côté de phénomènes brefs et intenses.

Plusieurs hypothèses ont été ainsi proposées pour expliquer les variations de la luminosité de Sgr A* avec de tels phénomènes. Cuadra, Nayakshin et Martins (2008) ont par exemple étudié les variations stochastiques du flot d’accrétion dû aux vents des étoiles Wolf-Rayet situées à proximité. Ils ont proposé que l’accrétion d’une surdensité avec un faible paramètre d’impact puisse donner lieu à un sursaut pouvant durer jusqu’à un siècle et atteindre une luminosité bolométrique de 10^{40} erg s⁻¹ au maximum. Dans ce cas, l’émission serait due à un phénomène d’accrétion froide classique, un disque d’accrétion se formant suite à la circularisation de l’orbite de la surdensité à très faible distance du trou noir. De leur côté, Zubovas, Nayakshin et Markoff (2012) ont étudié la destruction par effet de marée d’un corps passant à proximité de Sgr A*. La luminosité produite par la destruction d’une étoile selon ce phénomène est bien trop élevée et la récurrence du phénomène est trop faible pour produire deux sursauts en moins de deux

siècles (Alexander et Hopman, 2003). La destruction d'un corps plus petit, typiquement une planète géante, pourrait en revanche être compatible avec la luminosité attendue. Malheureusement, la fréquence de telles captures n'a pas été estimée en détail (Terrier, 2018). Dans tous les cas, aucune théorie vraiment satisfaisante permettant d'expliquer l'origine des événements observés n'existe à ce jour. Il faut espérer que le travail de reconstruction de la courbe de lumière de Sgr A* auquel cette thèse contribue pourra permettre aux théoriciens et aux modélisateurs de disposer de nouvelles contraintes observationnelles afin d'y remédier.

Conclusion et perspectives

Comme la plupart des galaxies massives, notre galaxie, la Voie lactée, héberge en son centre un trou noir supermassif. Toutefois, contrairement aux noyaux actifs, celui-ci brille par la faiblesse de sa contrepartie radiative, la source Sgr A*. Cette dernière a en effet une luminosité bolométrique de l'ordre de quelque 10^{35} erg s⁻¹, soit près de neuf ordres de grandeur en deçà de la luminosité limite d'Eddington ($L_{\text{Edd}} \sim 10^{44}$ erg s⁻¹), mais également très loin de ce qui est attendu à partir du flot d'accrétion estimé au rayon de Bondi ($L \sim 10^{41}$ erg s⁻¹). Une aussi faible luminosité n'est cependant pas unique dans l'Univers local, puisque nos voisins M31 et M32 présentent par exemple des niveaux comparables. En revanche, celles-ci sont situées cent fois plus loin de la Terre que Sgr A*, ce qui fait de ce dernier le meilleur des laboratoires possibles pour étudier les mécanismes d'accrétion autour d'un trou noir supermassif.

Pour autant, le trou noir galactique n'est pas toujours aussi faiblement lumineux. Au quotidien, sa luminosité augmente soudainement jusqu'à cent fois le niveau quiescent lors de sursauts qui durent au plus quelques heures. Probablement dus à l'émission synchrotron d'une population d'électrons refroidie située à faible distance de l'horizon du trou noir, ces sursauts restent d'ampleur limitée face aux variations bien plus importantes que Sgr A* a probablement connues dans le passé. Plusieurs traces indirectes laissent en effet penser que le trou noir galactique a vécu un sursaut majeur d'activité il y a quelques millions d'années. Plus proche de nous, la réflexion du rayonnement X émis par le trou noir ces dernières centaines d'années sur la matière est abondamment observée dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale depuis 1994. Son étude, à laquelle ce travail de thèse est dédié, pourrait permettre de mieux comprendre le cycle d'activité de Sgr A*.

Le phénomène de réflexion se traduit observationnellement par une émission continue due aux phénomènes de diffusions Rayleigh et Compton, ainsi que par une émission de fluorescence sous forme de raies, dont la plus intense est la raie $K\alpha$ du fer neutre ou faiblement ionisé, d'énergie $E = 6,4$ keV. Un tel signal peut également être produit lors de l'irradiation de la matière par des rayons cosmiques de faible énergie. L'observable déterminante pour discriminer les deux scénarios est l'existence d'une variabilité du signal. Or, des variations de flux et de morphologie de l'émission ont été largement observées ces dix dernières années dans la quasi-totalité des régions brillantes à 6,4 keV. Dans le cadre de cette thèse, j'ai notamment confirmé l'existence de telles variations dans le complexe moléculaire Sagittarius C avec une significativité supérieure à 5σ , à l'aide d'observations *Chandra* et *XMM-Newton* de cette région. L'étude systématique récente de Terrier et al. (2018), à laquelle j'ai été associé, donne la vue la plus complète à ce jour des variations du signal de l'émission non thermique diffuse dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale. Longtemps discutée, l'origine de l'émission à 6,4 keV observée au centre de la Galaxie est ainsi aujourd'hui clairement attribuée au phénomène de réflexion.

Aucune source X située au centre galactique n’atteignant actuellement le niveau de luminosité requis pour expliquer les caractéristiques de l’émission réfléchie observée, la source à l’origine de l’illumination doit nécessairement être variable et, pour le moment, dans une phase de faible activité. Parmi les candidats possibles (binaires X, magnétars), seul Sgr A* vérifie les conditions de luminosité, de durée d’éruption et de dureté spectrale attendues. C’est pourquoi l’origine de l’illumination est généralement attribuée à un ou plusieurs épisodes d’activité passée du trou noir galactique.

La datation de ces épisodes est possible à la condition de connaître la position des nuages brillants à 6,4 keV le long de la ligne de visée. Cette dernière est toutefois particulièrement délicate à obtenir. Les caractéristiques spectrales de l’émission réfléchie dépendant fortement de la position du nuage par rapport à la source de l’illumination, il est possible d’utiliser cet effet, associé à la recherche de corrélations entre les variations de l’émission observées dans différentes structures, pour tenter d’y parvenir. Pour ce faire, j’ai développé un modèle Monte-Carlo, qui simule le parcours d’un grand nombre de photons dans un nuage moléculaire supposé sphérique et isolé. Appelé *rayflX*, ce modèle est codé en C++ et peut être utilisé pour l’ajustement spectral de données issues des observations spatiaux *Chandra* et *XMM-Newton* sous la forme de tables XSPEC.

Contrairement à d’autres codes du même type, *rayflX* est spécifiquement adapté au phénomène des échos de lumière X. La géométrie sphérique du nuage qu’il décrit le différencie des modèles conçus pour l’étude des noyaux actifs de galaxie, à la géométrie en bloc ou en disque épais, tels que *pexrav* et *MyTorus*. Il apporte également plusieurs améliorations au modèle de Walls et al. (2016) développé dans un but identique, dont la plus significative est l’implémentation de l’aspect temporel qui permet de simuler des courbes de lumière et d’étudier l’évolution du signal de réflexion au cours du temps. Prenant appui sur cette fonctionnalité nouvelle, j’ai notamment montré que le temps de réponse impulsionnelle du nuage dépendait fortement de l’énergie considérée, dès lors que la densité de colonne du nuage est importante. Par conséquent, le spectre de l’émission réfléchie est déformé au cours du temps du fait des différences de réponse entre les différentes bandes d’énergie. Un travail de modélisation complet de l’émission réfléchie dans la zone moléculaire centrale ne peut donc pas s’affranchir de la dimension temporelle du phénomène.

Avant d’avoir développé le code *rayflX*, j’ai utilisé le modèle de Walls et al. (2016) afin de contraindre les positions des trois principales sous-structures du complexe moléculaire Sagittarius C : Sgr C1, C2 et C4. Pour cela, j’ai ajusté les spectres extraits des données *Chandra* et *XMM-Newton* avec le modèle spectral Monte-Carlo, dont la position est un paramètre. Malgré plusieurs sources d’erreurs systématiques, telles que la métallicité du nuage et son profil de densité, cette approche permet de contraindre les positions des trois nuages le long de la ligne de visée à une dizaine de parsecs près. Les résultats obtenus indiquent que Sgr C2 se trouve en avant de Sgr A* tandis que Sgr C1 et C4 sont situés à des positions comparables, très légèrement en arrière de Sgr A*.

En associant ces résultats à la position obtenue pour le nuage moléculaire Sgr B2 par Walls et al. (2016) lors du test de leur modèle, j’ai montré que

le scénario dans lequel deux évènements passés de Sgr A* se propagent dans la zone moléculaire centrale, l'un illuminant Sgr C1, C4 et B2, et l'autre illuminant uniquement Sgr C2, est plus probable à $2,2\sigma$ que le scénario d'un évènement unique illuminant tous les nuages. Les retards associés sont dans ce cas $\Delta t_1 = 138^{+27}_{-17}$ ans pour Sgr C2 et $\Delta t_2 = 243^{+20}_{-25}$ ans pour les trois autres nuages. Le fait que Sgr C2 puisse être illuminé par un évènement supplémentaire est de plus corroboré par l'existence des deux temps caractéristiques visibles dans les courbes de lumière que j'ai extraites des données *Chandra* et *XMM-Newton*. Les régions Sgr C4 et Sgr C1 présentent en effet des variations relativement uniformes sur la période considérée (14 ans), tandis que les variations dans Sgr C2 sont beaucoup plus rapides, durant quelques années seulement.

Après avoir appliqué une première fois la méthode de détermination des positions des nuages par ajustement spectral, je me suis intéressé à d'autres nuages de la zone moléculaire centrale afin de tenter d'accroître la solidité du scénario proposé. À partir de l'étude des variations de l'émission réfléchie dans l'ensemble des régions centrales de la Galaxie réalisée par Terrier et al. (2018), j'ai identifié huit régions issues des quatre principaux complexes de la zone moléculaire centrale pour lesquelles ma méthode donnait des résultats exploitables. Avec cet échantillon élargi, le scénario à au moins deux évènements est toujours le plus probable, avec une significativité cette fois supérieure à 5σ . Ce scénario est de plus confirmé à nouveau indépendamment par l'analyse des courbes de lumière des nouvelles régions considérées. Il permet d'établir qu'un premier évènement aurait eu lieu il y a environ 240 ans et aurait possiblement duré une vingtaine d'années. Il aurait été suivi d'un second évènement ayant eu lieu il y a environ 85 ans et ayant possiblement duré environ un an. Lors de ces deux évènements, Sgr A* aurait atteint une luminosité dépassant 10^{38} erg s⁻¹ voire 10^{39} erg s⁻¹, soit au moins six ordres de grandeur au-delà du niveau quiescent actuel en rayons X.

Le travail que j'ai réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans la suite de diverses tentatives de reconstruction de l'activité passée de Sgr A*. Celles-ci étaient cependant beaucoup plus partielles, puisque reposant soit sur l'hypothèse d'un unique sursaut long (Ponti et al., 2010), soit sur des modèles spectraux incomplets et des observables dont la fiabilité est remise en cause (Capelli et al., 2012; Ryu et al., 2013), soit ne permettant pas la datation des évènements identifiés sur la base de comportements temporels différents de l'émission (Clavel et al., 2013; Terrier et al., 2018). Ce travail permet donc d'aller plus loin en localisant individuellement les nuages et en apportant, pour la première fois, une preuve quantitative avec un haut niveau de confiance de l'existence de deux sursauts se propageant dans la zone moléculaire centrale, dont l'ordre et l'âge peuvent être déterminés. Couplé à l'absence de signal dans la raie Fe K α en provenance des nuages 20 km s⁻¹ et 50 km s⁻¹, qui atteste de l'absence d'un troisième évènement du même type ces cinquante à soixante dernières années, il permet d'ébaucher l'allure de la courbe de lumière de Sgr A* au cours du dernier millénaire.

Pour espérer améliorer cette tentative de reconstruction de l'activité passée de Sgr A*, de nouvelles observations ainsi que des développements complémentaires de *rayflX* sont nécessaires. L'apport de données supplémentaires, en augmentant le temps d'exposition disponible, pourrait notamment

permettre de tenter à nouveau l'ajustement des régions pour lesquelles obtenir une position est le plus délicat. De nouvelles observations du complexe Sagittarius A, dont les plus récentes données suggèrent une décroissance de l'émission, pourraient révéler le niveau d'émission persistant après le passage de l'écho X, et donc donner la possibilité de mieux contraindre l'émission sous-jacente dans la région. Le suivi des complexes déjà étudiés permettra également de tester nos prédictions d'évolution des courbes de lumière, comme par exemple avec l'analyse en cours (PI : M. Clavel) de l'observation de Sgr D réalisée par *XMM-Newton* en 2016 et obtenue par notre équipe. Par ailleurs, le suivi régulier de l'ensemble de la zone moléculaire centrale pourrait révéler de nouvelles régions en train de s'allumer au fur et à mesure de la propagation des deux échos identifiés. Dans cette perspective, l'observation *XMM-Newton* de la région Sagittarius E, que j'ai obtenue et qui devrait être réalisée très prochainement, pourrait permettre de prolonger la reconstruction de la courbe de lumière de Sgr A* plus loin dans le passé, ce complexe étant le plus lointain du trou noir en projection et semblant situé en arrière du trou noir.

L'adaptation de *rayflX* à la complexité de ces régions, notamment dans le complexe Sagittarius A, est un autre axe important d'amélioration. Une absorption pourrait par exemple être appliquée au spectre incident avant son entrée dans le nuage. Des données observationnelles pourraient également être utilisées pour modéliser le spectre incident, comme celui d'une binaire X en vue de confirmer que Sgr A* est bien la source à l'origine de l'illumination. Les effets d'un indice spectral variable ou d'une géométrie de nuage filamentaire mériteraient également d'être explorés, tout comme la création d'images du nuage à différents instants au cours de l'illumination.

À plus long terme, de nouveaux observatoires seront mis en service, tels que *XRISM* (lancement prévu en 2021) et *ATHENA* (2031). Leurs performances exceptionnelles en matière de résolution spectrale et de sensibilité devraient permettre d'importants progrès dans le domaine, même si leur résolution angulaire restera moins fine que celle de *Chandra*. La spectaculaire résolution en énergie de *Hitomi* a permis d'entrevoir la richesse des spectres que fourniront les instruments de la prochaine génération. Ils permettront notamment d'accéder à l'épaule Compton de la raie Fe K α et à son important potentiel de diagnostic physique. La mesure de la polarisation des photons X sera également importante de ce point de vue, puisque celle-ci dépend fortement de l'angle de visée (Churazov et al., 2017b).

Toutes ces perspectives permettront d'affiner encore la reconstruction de la courbe de lumière de Sgr A*. Ainsi, alors qu'aucune théorie vraiment satisfaisante ne permet pour l'instant d'expliquer l'origine des deux événements observés, il faut espérer que le travail mené au cours de cette thèse contribuera à apporter des éléments nouveaux aux modélisateurs qui, jusqu'à maintenant, ont plutôt cherché à reproduire dans leurs simulations un événement unique durant une centaine d'années, comme semblaient le suggérer les études de l'émission réfléchie au début de cette décennie. Les modèles à venir devront ainsi rendre compte de la récurrence d'événements plutôt courts, ainsi que cette thèse a contribué à le mettre au jour.

Au-delà de l'étude du cycle d'activité du trou noir supermassif galactique, la reconstruction de la courbe de lumière de Sgr A* offre enfin une

opportunité unique de caractériser la distribution de matière de la zone moléculaire centrale. En effet, tous les nuages présentant une émission de réflexion peuvent être associés à l'un de deux échos identifiés, sur la base de leur comportement temporel. Ce faisant, il devient donc possible de modéliser la géométrie tridimensionnelle du centre de la Galaxie avec une précision inégalée, compte tenu des incertitudes actuelles sur l'âge des deux événements. L'association des positions le long de la ligne de visée déterminées par la méthode proposée dans cette thèse, et de la cinématique des nuages déduite par interférométrie radio à très longue base avec le VLBA, pourrait ainsi offrir une vue détaillée de la dynamique de la matière dans les deux cents parsecs centraux.

Remerciements

Il paraît que les pages de remerciements sont parfois les seules lues dans un manuscrit¹. C'est en effet une sorte de *making-of* qui donne à voir les coulisses du travail de thèse, sa réalité quotidienne ; un peu de ce qui est nécessairement imperceptible dans le produit fini. Ces pages sont l'occasion de souligner le rôle essentiel de toutes les personnes sans qui cette thèse n'aurait pas été la même, voire, peut-être, n'aurait pas été du tout. C'est donc à juste titre qu'elles sont si importantes !

De ce point de vue, c'est bien sûr mes deux directeurs de thèse, Régis et Andrea, qui doivent être mentionnés les premiers. Leur disponibilité et leur bienveillance ont été sans faille au cours de ces trois années. Je les remercie de m'avoir accueilli et pleinement intégré au sein de leur équipe de recherche et de m'avoir permis d'apprendre à leurs côtés. J'ai été loin d'épuiser leur profonde connaissance du domaine, aussi bien sur le plan scientifique que sur le plan humain. Surtout, je leur suis très reconnaissant d'avoir à cœur que la formation par la recherche profite toujours en premier lieu à l'étudiant et qu'elle soit un atout dans sa poursuite de carrière, y compris hors de la recherche académique. C'est une qualité suffisamment rare pour être soulignée.

À leurs côtés, c'est l'ensemble des chercheurs avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, et en particulier Maïca Clavel, Mark Morris, Michael Walls et Gabriele Ponti, ainsi que les membres de mon jury de thèse, notamment les deux rapporteurs, MM. Massimo Cappi et Guillaume Dubus, qui ont contribué à améliorer grandement la qualité de ce manuscrit. Qu'ils en soient ici chaleureusement remerciés.

C'est ensuite à M. Yves Bréchet, Haut-Commissaire à l'énergie atomique, et à l'ensemble des membres de la commission de sélection de l'Institut national des sciences et techniques nucléaires que je veux adresser mes remerciements pour avoir soutenu financièrement ce travail de thèse, ainsi qu'aux directeurs des laboratoires qui m'ont accueilli, Mme Anne Decourchelle et MM. Stavros Katsanevas et Antoine Kouchner. C'est une vraie chance pour un doctorant de bénéficier de l'environnement de travail offert par le Département d'astrophysique du CEA et le laboratoire APC.

Parce que le centre galactique est une grande famille, je voudrais dire toute ma reconnaissance et mon amitié à mes deux « grandes sœurs » de thèse, Maïca et Léa. Le petit dernier de la famille sait à quel point votre soutien a été précieux ! Merci à toi, Maïca, de t'être autant impliquée dans la relecture de ce manuscrit — tu mérites le titre de troisième directrice de thèse — et à toi, Léa, pour tous les instants partagés autour d'un café pendant ces deux années où nous étions voisins de bureau. Découvrir l'Australie à vos côtés aura été une très belle aventure. Je vous souhaite le meilleur pour vos projets respectifs.

Il faut à présent de nombreux mercis pour saluer tous mes collègues, grâce à qui cette thèse restera synonyme de moments joyeux et de discussions plus ou moins sérieuses autour de la recherche, de la politique, ou

¹ S'il s'agit effectivement des seules pages que vous lisez, sachez que notre galaxie abrite en son centre un trou noir, que la matière qui l'entoure émet des rayons X, et que cette émission a probablement connu au moins deux épisodes d'activité intense au cours du dernier millénaire, un premier il y a environ 240 ans, puis un second, il y a quelque 85 ans. Ce sont les échos de ces sursauts, réfléchis par les nuages situés autour du trou noir, qui nous parviennent aujourd'hui et qui nous permettent de reconstruire cette histoire passée.

de nos perspectives d'avenir — grande question ! Merci en particulier à mes compagnons de galère, parmi lesquels Thibaut, Simon, Ileyk, Alan, Eleonora, Jérémy, Laura, Giulia, Aera, Philippe, Mathilde, Simon, Timothée, Leandro, Jean-Baptiste, Si, Andrea, Marion, Marc, Clara, Calum, Minh, Hamza... Courage à ceux qui ne sont pas encore au bout de l'aventure !

Un grand merci à Julien et Arnaud, qui ont mené de main de maître et avec passion les cours d'électrocinétique et de physique des ondes à l'université Paris Diderot. Enseigner à vos côtés aura été particulièrement enrichissant.

Merci à mes camarades de la Croix-Rouge française, d'avoir accueilli mon désir d'engagement et de m'avoir confié des responsabilités au sein de cette belle maison. Agir concrètement à vos côtés le soir et le week-end est un parfait complément pour qui passe ses journées la tête dans les étoiles.

Merci à mes amis de l'association *étoiles, science et légendes*, pour leur inlassable soutien et leur patience face à mes absences, devenues de plus en plus longues à mesure que la soutenance approchait. Merci en particulier à Adrien d'avoir pris le relais lorsque le temps m'a manqué. Venir montrer les étoiles et raconter le ciel en votre compagnie, dans les pâturages du Jura, est le meilleur remède au désenchantement qui s'installe parfois lorsque, au quotidien, on ne voit plus le ciel que passé à la moulinette des lignes de code.

Merci, d'ailleurs, à Michèle Mira-Pons et à tous ceux qui, comme elle, se consacrent à rendre accessibles les résultats de la recherche et à mettre des étoiles dans les yeux des enfants. Votre livre en mit dans les miens, il y a maintenant bien longtemps.

Merci, évidemment, à mes parents, qui m'ont toujours laissé libre de choisir la voie qui me paraissait la meilleure. Il faut beaucoup de courage, de confiance et d'amour pour laisser partir son fils unique vers des horizons inconnus. Je leur en suis très profondément reconnaissant. Pour reprendre les mots de Carl Sagan, « as I look back, it seems clear to me that I learned the most essential things not from my school teachers, nor even from my university professors, but from my parents, who knew nothing at all about science »².

² *The Demon-Haunted World : Science as a Candle in the Dark*, 1995.

Merci enfin et surtout à Claire de m'avoir guidé avec amour et patience vers l'aboutissement de ce travail. Sans ton soutien indéfectible, il y a fort à parier que ce manuscrit n'aurait jamais vu le jour dans les délais impartis.

Bibliographie

- Abbott, B. P. et al. (2016). « Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger ». In : *Physical Review Letters* 116.6, 061102, p. 061102.
- Abdo, A. A. et al. (2010). « Fermi Large Area Telescope First Source Catalog ». In : *ApJS* 188, p. 405–436.
- Acero, F. et al. (2015). « Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog ». In : *ApJS* 218, 23, p. 23.
- Ackermann, M. et al. (2014). « The Spectrum and Morphology of the Fermi Bubbles ». In : *ApJ* 793, 64, p. 64.
- Aharonian, F. et al. (2004). « Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A* ». In : *A&A* 425, p. L13–L17.
- Aharonian, F. et al. (2005). « Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1 ». In : *A&A* 432, p. L25–L29.
- Aharonian, F. et al. (2006). « Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge ». In : *Nature* 439, p. 695–698.
- Alexander, T. et C. Hopman (2003). « Orbital In-spiral into a Massive Black Hole in a Galactic Center ». In : *ApJ* 590, p. L29–L32.
- Anantharamaiah, K. R. et al. (1991). « Radio studies of the Galactic Centre. II - The arc, threads, and related features at 90 CM (330 MHz) ». In : *MNRAS* 249, p. 262–281.
- Antonucci, R. (1993). « Unified models for active galactic nuclei and quasars ». In : *ARA&A* 31, p. 473–521.
- Ao, Y. et al. (2013). « The thermal state of molecular clouds in the Galactic center : evidence for non-photon-driven heating ». In : *A&A* 550, A135, A135.
- Arnaud, K. A. (2005). « The File Format for XSPEC Table Models ». disponible en ligne.
- Arnaud, K., R. Smith et A. Siemiginowska (2011). *Handbook of X-ray Astronomy*.
- Arzoumanian, D. et al. (2011). « Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146 ». In : *A&A* 529, L6, p. L6.
- Asplund, M. et al. (2009). « The Chemical Composition of the Sun ». In : *ARA&A* 47, p. 481–522.
- Bañados, E. et al. (2018). « An 800-million-solar-mass black hole in a significantly neutral Universe at a redshift of 7.5 ». In : *Nature* 553, p. 473–476.
- Baganoff, F. K. et al. (2001). « Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre ». In : *Nature* 413, p. 45–48.
- Baganoff, F. K. et al. (2003). « Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A* and the Central Parsec of the Galaxy ». In : *ApJ* 591, p. 891–915.
- Balick, B. et R. L. Brown (1974). « Intense sub-arcsecond structure in the galactic center ». In : *ApJ* 194, p. 265–270.
- Bally, J. et al. (1988). « Galactic center molecular clouds. II - Distribution and kinematics ». In : *ApJ* 324, p. 223–247.

- Bally, J. et al. (2010). « The Bolocam Galactic Plane Survey : $\lambda = 1.1$ and 0.35 mm Dust Continuum Emission in the Galactic Center Region ». In : *ApJ* 721, p. 137–163.
- Barbillat, J. et al. (1999). « Spectrométrie Raman ». In : *Techniques de l'ingénieur CND : méthodes surfaciques* base documentaire : TIB586DUO.ref. article : p2865.
- Barrière, N. M. et al. (2014). « NuSTAR Detection of High-energy X-Ray Emission and Rapid Variability from Sagittarius A^{ssstarf} Flares ». In : *ApJ* 786, 46, p. 46.
- Beardmore, A. P. et al. (2016). « Lord of the Rings - Return of the King : Swift-XRT observations of dust scattering rings around V404 Cygni ». In : *MNRAS* 462, p. 1847–1863.
- Becklin, E. E. et G. Neugebauer (1968). « Infrared Observations of the Galactic Center ». In : *ApJ* 151, p. 145.
- Beckmann, V. et C. R. Shrader (2012a). *Active Galactic Nuclei*.
- Beckmann, V. et C. Shrader (2012b). « The AGN phenomenon : open issues ». In : *Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)" - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliotheque Nationale de France, Paris, France*. P. 69.
- Bélanger, G. et al. (2004). « Detection of Hard X-Ray Emission from the Galactic Nuclear Region with INTEGRAL ». In : *ApJ* 601, p. L163–L166.
- Bélanger, G. et al. (2006). « A Persistent High-Energy Flux from the Heart of the Milky Way : INTEGRAL's View of the Galactic Center ». In : *ApJ* 636, p. 275–289.
- Bender, R. et al. (2005). « HST STIS Spectroscopy of the Triple Nucleus of M31 : Two Nested Disks in Keplerian Rotation around a Supermassive Black Hole ». In : *ApJ* 631, p. 280–300.
- Bernard, J.-P. et al. (2010). « Dust temperature tracing the ISRF intensity in the Galaxy ». In : *A&A* 518, L88, p. L88.
- Binney, J. et al. (1991). « Understanding the kinematics of Galactic centre gas ». In : *MNRAS* 252, p. 210–218.
- Bland-Hawthorn, J. et M. Cohen (2003). « The Large-Scale Bipolar Wind in the Galactic Center ». In : *ApJ* 582, p. 246–256.
- Blandford, R. D. et M. C. Begelman (1999). « On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole ». In : *MNRAS* 303, p. L1–L5.
- Blum, R. D. et A. Daminieli (1999). « Two Micron Narrowband Imaging of the Sagittarius D H II Region ». In : *ApJ* 512, p. 237–246.
- Boehle, A. et al. (2016). « An Improved Distance and Mass Estimate for Sgr A* from a Multistar Orbit Analysis ». In : *ApJ* 830, 17, p. 17.
- Bolton, C. T. (1972). « Identification of Cygnus X-1 with HDE 226868 ». In : *Nature* 235, p. 271–273.
- Bondi, H. (1952). « On spherically symmetrical accretion ». In : *MNRAS* 112, p. 195.
- Bondi, H. et F. Hoyle (1944). « On the mechanism of accretion by stars ». In : *MNRAS* 104, p. 273.
- Bonnell, I. A. et W. K. M. Rice (2008). « Star Formation Around Supermassive Black Holes ». In : *Science* 321, p. 1060.
- Bordoloi, R. et al. (2017). « Mapping the Nuclear Outflow of the Milky Way : Studying the Kinematics and Spatial Extent of the Northern Fermi Bubble ». In : *ApJ* 834, 191, p. 191.

- Bower, G. C. et al. (2014). « The Intrinsic Two-dimensional Size of Sagittarius A* ». In : *ApJ* 790, 1, p. 1.
- Bowyer, S. et al. (1965). « Cosmic X-ray Sources ». In : *Science* 147, p. 394–398.
- Bremer, M. et al. (2011). « The near-infrared spectral index of Sagittarius A* derived from Ks- and H-band flare statistics ». In : *A&A* 532, A26, A26.
- Brinkerink, C. D. et al. (2015). « ALMA and VLA measurements of frequency-dependent time lags in Sagittarius A* : evidence for a relativistic outflow ». In : *A&A* 576, A41, A41.
- Brown, R. L. (1982). « Precessing jets in Sagittarius A - Gas dynamics in the central parsec of the galaxy ». In : *ApJ* 262, p. 110–119.
- Brun, R. et F. Rademakers (1997). « ROOT — An object oriented data analysis framework ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 389, p. 81–86.
- Capelli, R. et al. (2011). « Fe K α line emission from the Arches cluster region - evidence for ongoing particle bombardment? ». In : *A&A* 530, A38, A38.
- Capelli, R. et al. (2012). « The X-ray lightcurve of Sagittarius A* over the past 150 years inferred from Fe-K α line reverberation in Galactic centre molecular clouds ». In : *A&A* 545, A35, A35.
- Carretti, E. et al. (2013). « Giant magnetized outflows from the centre of the Milky Way ». In : *Nature* 493, p. 66–69.
- Carter, L. L. et E. D. Cashwell (1975). *Particle Transport Simulation with the Monte Carlo Method*. U.S. Energy Research et Development Administration.
- Chatzopoulos, S. et al. (2015). « The old nuclear star cluster in the Milky Way : dynamics, mass, statistical parameters, and black hole mass ». In : *MNRAS* 447, p. 948–968.
- Chen, L.-W., A. C. Fabian et K. C. Gendreau (1997). « ASCA and ROSAT observations of the QSF3 field : the X-ray background in the 0.1–7 keV band ». In : *MNRAS* 285, p. 449–471.
- Chernyakova, M. et al. (2011). « The High-energy, Arcminute-scale Galactic Center Gamma-ray Source ». In : *ApJ* 726, 60, p. 60.
- Chernyshov, D. O. et al. (2018). « Time Variability of Equivalent Width of 6.4 keV Line from the Arches Complex : Reflected X-Rays or Charged Particles? ». In : *ApJ* 863, 85, p. 85.
- Chuard, D. et al. (2017a). « An X-ray view of Sagittarius C ». In : *The Multi-Messenger Astrophysics of the Galactic Centre*. Sous la dir. de R. M. Crocker, S. N. Longmore et G. V. Bicknell. T. 322. IAU Symposium, p. 208–209.
- Chuard, D. et al. (2017b). « Unveiling the past of the Galactic nucleus with X-ray echoes ». In : *SF2A-2017 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*. Sous la dir. de C. Reylé et al., p. 123–127.
- Chuard, D. et al. (2018). « Glimpses of the past activity of Sgr A* inferred from X-ray echoes in Sgr C ». In : *A&A* 610, A34, A34.
- Churazov, E. et al. (2017a). « Not that long time ago in the nearest galaxy : 3D slice of molecular gas revealed by a 110 yr old flare of Sgr A* ». In : *MNRAS* 465, p. 45–53.
- Churazov, E. et al. (2017b). « Polarization and long-term variability of Sgr A* X-ray echo ». In : *MNRAS* 468, p. 165–179.
- Ciurlo, A. et al. (2016). « Hot molecular hydrogen in the central parsec of the Galaxy through near-infrared 3D fitting ». In : *A&A* 594, A113, A113.

- Clavel, M. (2014). « Activité du trou noir supermassif au centre de la Galaxie ». Thèse de doctorat dirigée par Goldwurm, Andrea. Sciences de l'Univers Paris-11. Thèse de doct.
- Clavel, M. et al. (2012). « Chandra observations of the X-ray emission from Molecular Clouds at the Galactic Center related to Sgr A* past activity ». In : *Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)" - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliotheque Nationale de France, Paris, France.* P. 106.
- Clavel, M. et al. (2013). « Echoes of multiple outbursts of Sagittarius A* revealed by Chandra ». In : *A&A* 558, A32, A32.
- Clavel, M. et al. (2014). « Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud ». In : *MNRAS* 443, p. L129–L133.
- Clavel, M. et al. (2017). « Can we infer the past activity of M31* as we do for Sgr A*? » In : *The Multi-Messenger Astrophysics of the Galactic Centre*. Sous la dir. de R. M. Crocker, S. N. Longmore et G. V. Bicknell. T. 322. IAU Symposium, p. 253–256.
- Coil, A. L. et P. T. P. Ho (2000). « The Dynamics of Molecular Material within 15 PARSECS of the Galactic Center ». In : *ApJ* 533, p. 245–259.
- Combes, F. (1991). « Distribution of CO in the Milky Way ». In : *ARA&A* 29, p. 195–237.
- Couderc, P. (1939). « Les auréoles lumineuses des Novæ ». In : *Annales d'Astrophysique* 2, p. 271.
- Crocker, R. M. et al. (2011). « Wild at Heart : the particle astrophysics of the Galactic Centre ». In : *MNRAS* 413, p. 763–788.
- Cruddace, R. et al. (1974). « On the opacity of the interstellar medium to ultrasoft X-rays and extreme-ultraviolet radiation. » In : *ApJ* 187, p. 497–504.
- Cuadra, J., S. Nayakshin et F. Martins (2008). « Variable accretion and emission from the stellar winds in the Galactic Centre ». In : *MNRAS* 383, p. 458–466.
- Cuadra, J., S. Nayakshin et Q. D. Wang (2015). « The role of feedback in accretion on low-luminosity AGN : Sgr A* case study ». In : *MNRAS* 450, p. 277–287.
- Davies, B. et al. (2009). « The Chemical Abundances in the Galactic Center from the Atmospheres of Red Supergiants ». In : *ApJ* 694, p. 46–55.
- Degenaar, N. et R. Wijnands (2013). « The transient neutron star X-ray binary KS 1741-293 in outburst and quiescence ». In : *Feeding Compact Objects : Accretion on All Scales*. Sous la dir. de C. M. Zhang et al. T. 290. IAU Symposium, p. 113–116.
- Degenaar, N., R. Wijnands et M. Muno (2008). « Chandra detects activity from the Galactic X-ray transients KS 1741-293, Swift J174535.5-290135.6 and CXOGC J174535.5-290124 ». In : *The Astronomer's Telegram* 1531.
- Dexter, J. et al. (2014). « An 8 h characteristic time-scale in submillimetre light curves of Sagittarius A* ». In : *MNRAS* 442, p. 2797–2808.
- Do, T. et al. (2009). « A Near-Infrared Variability Study of the Galactic Black Hole : A Red Noise Source with NO Detected Periodicity ». In : *ApJ* 691, p. 1021–1034.
- Dodds-Eden, K. et al. (2009). « Evidence for X-Ray Synchrotron Emission from Simultaneous Mid-Infrared to X-Ray Observations of a Strong Sgr A* Flare ». In : *ApJ* 698, p. 676–692.

- Doeleman, S. S. et al. (2008). « Event-horizon-scale structure in the supermassive black hole candidate at the Galactic Centre ». In : *Nature* 455, p. 78–80.
- Dogiel, V. A. et al. (1998). « On Search and Detection of Hard X-Ray Emission from Orion-Like Complexes Produced by a Flux of Subrelativistic Nuclei ». In : *PASJ* 50, p. 567–576.
- Downes, D. et A. H. M. Martin (1971). « Compact Radio Sources in the Galactic Nucleus ». In : *Nature* 233, p. 112–114.
- Drake, F. D. (1959). « A high-resolution radio study of the galactic center. » In : *AJ* 64, p. 329–329.
- Eckart, A. et R. Genzel (1996). « Observations of stellar proper motions near the Galactic Centre ». In : *Nature* 383, p. 415–417.
- Eckart, A. et R. Genzel (1997). « Stellar proper motions in the central 0.1 PC of the Galaxy ». In : *MNRAS* 284, p. 576–598.
- Eckart, A. et al. (2006). « Polarimetry of near-infrared flares from Sagittarius A* ». In : *A&A* 455, p. 1–10.
- Edge, D. O. et al. (1959). « A survey of radio sources at a frequency of 159 Mc/s. » In : *MmRAS* 68, p. 37–60.
- Eisenberger, P. et P. M. Platzman (1970). « Compton Scattering of X Rays from Bound Electrons ». In : *Phys. Rev. A* 2, p. 415–423.
- Eisenstaedt, J. (1989). « The early interpretation of the Schwarzschild solution. » In : *Einstein and the History of General Relativity*. Sous la dir. de D. Howard et J. Stachel, p. 213–233.
- Eisenstaedt, J. (2005). *Avant Einstein : relativité, lumière, gravitation*. Science ouverte. Seuil.
- Ekers, R. D. et D. Lynden-Bell (1971). « High Resolution Observations of the Galactic Center at 5 GHz ». In : *Astrophys. Lett.* 9, p. 189.
- Eskridge, P. B. et al. (2000). « The Frequency of Barred Spiral Galaxies in the Near-Infrared ». In : *AJ* 119, p. 536–544.
- Ewen, H. I. et E. M. Purcell (1951). « Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec. » In : *Nature* 168, p. 356.
- Fanaroff, B. L. et J. M. Riley (1974). « The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity ». In : *MNRAS* 167, 31P–36P.
- Feigelson, E. D. et al. (2002). « X-Ray-emitting Young Stars in the Orion Nebula ». In : *ApJ* 574, p. 258–292.
- Ferrière, K., W. Gillard et P. Jean (2007). « Spatial distribution of interstellar gas in the innermost 3 kpc of our galaxy ». In : *A&A* 467, p. 611–627.
- Figier, D. F. et al. (1999). « Hubble Space Telescope/NICMOS Observations of Massive Stellar Clusters near the Galactic Center ». In : *ApJ* 525, p. 750–758.
- Frank, J., A. King et D. J. Raine (2002). *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*, p. 398.
- Frederiks, D. D. et al. (2007). « Giant flare in SGR 1806-20 and its Compton reflection from the Moon ». In : *Astronomy Letters* 33, p. 1–18.
- Freeman, P., S. Doe et A. Siemiginowska (2001). « Sherpa : a mission-independent data analysis application ». In : *Astronomical Data Analysis*. Sous la dir. de J.-L. Starck et F. D. Murtagh. T. 4477. Proc. SPIE, p. 76–87.
- Fruscione, A. et al. (2006). « CIAO : Chandra's data analysis system ». In : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. T. 6270. Proc. SPIE, p. 62701V.

- Galilei, G. (1610). *Sidereus nuncius*.
- Garmire, G. P. et al. (2003). « Advanced CCD imaging spectrometer (ACIS) instrument on the Chandra X-ray Observatory ». In : *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy*. Sous la dir. de J. E. Truemper et H. D. Tananbaum. T. 4851. Proc. SPIE, p. 28–44.
- Gehrels, N. (1986). « Confidence limits for small numbers of events in astrophysical data ». In : *ApJ* 303, p. 336–346.
- Genzel, R., F. Eisenhauer et S. Gillessen (2010). « The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster ». In : *Reviews of Modern Physics* 82, p. 3121–3195.
- Genzel, R. et al. (1997). « On the nature of the dark mass in the centre of the Milky Way ». In : *MNRAS* 291, p. 219–234.
- Genzel, R. et al. (2003). « Near-infrared flares from accreting gas around the supermassive black hole at the Galactic Centre ». In : *Nature* 425, p. 934–937.
- Ghez, A. M. et al. (1998). « High Proper-Motion Stars in the Vicinity of Sagittarius A* : Evidence for a Supermassive Black Hole at the Center of Our Galaxy ». In : *ApJ* 509, p. 678–686.
- Giacconi, R. et B. Rossi (1960). « A 'Telescope' for Soft X-Ray Astronomy ». In : *J. Geophys. Res.* 65, p. 773.
- Giacconi, R. et al. (1962). « Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System ». In : *Physical Review Letters* 9, p. 439–443.
- Gillessen, S. et al. (2009). « Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center ». In : *ApJ* 692, p. 1075–1109.
- Goddi, C. et al. (2017). « BlackHoleCam : Fundamental physics of the galactic center ». In : *International Journal of Modern Physics D* 26, 1730001–239, p. 1730001–239.
- Goldwurm, A. (2006). « High Energy Emission from Galactic Black Holes ». Habilitation à diriger des recherches. Université Paris-Diderot - Paris VII.
- Goldwurm, A. et al. (1994). « Possible evidence against a massive black hole at the Galactic Centre ». In : *Nature* 371, p. 589–591.
- Goodenough, L. et D. Hooper (2009). « Possible Evidence For Dark Matter Annihilation In The Inner Milky Way From The Fermi Gamma Ray Space Telescope ». In : *ArXiv e-prints*.
- Goss, W. M., R. L. Brown et K. Y. Lo (2003). « The Discovery of Sgr A* ». In : *Astronomische Nachrichten Supplement* 324, p. 497–504.
- Goss, W. M. et R. X. McGee (1996). « The Discovery of the Radio Source Sagittarius A (Sgr A) ». In : *The Galactic Center*. Sous la dir. de R. Gredel. T. 102. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 369.
- Gotthelf, E. V. (2003). « X-Ray Spectra of Young Pulsars and Their Wind Nebulae : Dependence on Spin-Down Energy Loss Rate ». In : *ApJ* 591, p. 361–365.
- Gourgoulhon, E. (2016). *Geometry and physics of black holes*. <https://luth.obspm.fr/~luthier/gourgoulhon/bh16/>.
- Gravity Collaboration (2018). « Detection of the gravitational redshift in the orbit of the star S2 near the Galactic centre massive black hole ». In : *A&A* 615, L15, p. L15.
- Greenstein, J. L. et T. A. Matthews (1963). « Red-Shift of the Unusual Radio Source : 3C 48 ». en. In : *Nature* 197.4872, p. 1041–1042.

- Gültekin, K. et al. (2009). « The M- σ and M-L Relations in Galactic Bulges, and Determinations of Their Intrinsic Scatter ». In : *ApJ* 698, p. 198–221.
- Guo, F. et W. G. Mathews (2012). « The Fermi Bubbles. I. Possible Evidence for Recent AGN Jet Activity in the Galaxy ». In : *ApJ* 756, 181, p. 181.
- HESS Collaboration (2016). « Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre ». In : *Nature* 531, p. 476–479.
- HESS Collaboration (2018a). « Characterising the VHE diffuse emission in the central 200 parsecs of our Galaxy with H.E.S.S. ». In : *A&A* 612, A9, A9.
- HESS Collaboration (2018b). « The population of TeV pulsar wind nebulae in the H.E.S.S. Galactic Plane Survey ». In : *A&A* 612, A2, A2.
- Habibi, M., A. Stolte et S. Harfst (2014). « Isolated massive stars in the Galactic center : The dynamic contribution from the Arches and Quintuplet star clusters ». In : *A&A* 566, A6, A6.
- Harris, D. C. et M. D. Bertolucci (1978). *Symmetry and Spectroscopy : An Introduction to Vibrational and Electronic Spectroscopy*. en. Google-Books-ID : I3W6oSaRlMsC. Courier Corporation.
- Hazard, C., M. B. Mackey et A. J. Shimmins (1963). « Investigation of the Radio Source 3C 273 By The Method of Lunar Occultations ». In : *Nature* 197, p. 1037–1039.
- Heard, V. et R. S. Warwick (2013a). « XMM-Newton observations of the Galactic Centre Region - I. The distribution of low-luminosity X-ray sources ». In : *MNRAS* 428, p. 3462–3477.
- Heard, V. et R. S. Warwick (2013b). « XMM-Newton observations of the Galactic Centre Region - II. The soft-thermal emission ». In : *MNRAS* 434, p. 1339–1354.
- Helfand, D. J., M. A. Agüeros et E. V. Gotthelf (2003). « An X-Ray Image of the Composite Supernova Remnant SNR G16.7+0.1 ». In : *ApJ* 592, p. 941–946.
- Helfand, D. J. et al. (2006). « MAGPIS : A Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey ». In : *AJ* 131, p. 2525–2537.
- Herschel, W. (1785). « On the Construction of the Heavens. » In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I* 75, p. 213–266.
- Hitomi Collaboration (2016). « The quiescent intracluster medium in the core of the Perseus cluster ». In : *Nature* 535, p. 117–121.
- Hitomi Collaboration (2018). « Hitomi observation of radio galaxy NGC 1275 : The first X-ray microcalorimeter spectroscopy of Fe-K α line emission from an active galactic nucleus ». In : *PASJ* 70, 13, p. 13.
- Ho, L. C. (2008). « Nuclear Activity in Nearby Galaxies ». In : *ARA&A* 46, p. 475–539.
- Hoffmann, W. F., C. L. Frederick et R. J. Emery (1971). « 100-MICRON Map of the Galactic-Center Region ». In : *ApJ* 164, p. L23.
- Hong, J. et al. (2016). « NuSTAR Hard X-Ray Survey of the Galactic Center Region. II. X-Ray Point Sources ». In : *ApJ* 825, 132, p. 132.
- Hoyle, F. et R. A. Lyttleton (1939). « The effect of interstellar matter on climatic variation ». In : *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 35, p. 405.
- Hsieh, P.-Y. et al. (2016). « The Fossil Nuclear Outflow in the Central 30 pc of the Galactic Center ». In : *ApJ* 831, 72, p. 72.

- Hubbell, J. H. et al. (1975). « Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections ». In : *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 4, p. 471–538.
- Hubbell, J. H. et al. (1994). « A Review, Bibliography, and Tabulation of K, L, and Higher Atomic Shell X-Ray Fluorescence Yields ». In : *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 23, p. 339–364.
- Hubble, E. P. (1925). « Cepheids in Spiral Nebulae ». In : *Popular Astronomy* 33.
- Inan, U. S. et al. (1999). « Ionization of the lower ionosphere by γ -rays from a Magnetar : Detection of a low energy (3-10 keV) component ». In : *Geophys. Res. Lett.* 26, p. 3357–3360.
- Inui, T. et al. (2009). « Time Variability of the Neutral Iron Lines from the Sagittarius B2 Region and Its Implication of a Past Outburst of Sagittarius A ». In : *PASJ* 61, S241–S253.
- James, O. et al. (2015). « Gravitational lensing by spinning black holes in astrophysics, and in the movie *Interstellar* ». In : *Classical and Quantum Gravity* 32.6, 065001, p. 065001.
- Jansen, F. et al. (2001). « XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations ». In : *A&A* 365, p. L1–L6.
- Jansky, K. G. (1933). « Electrical Disturbances Apparently of Extraterrestrial Origin ». In : *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* 21.10, p. 1387–1398.
- Johnson, S. P., H. Dong et Q. D. Wang (2009). « A large-scale survey of X-ray filaments in the Galactic Centre ». In : *MNRAS* 399, p. 1429–1440.
- Jones, P. A. et al. (2011). « Spectral imaging of the Sagittarius B2 region in multiple 7-mm molecular lines ». In : *MNRAS* 411, p. 2293–2310.
- Jouvin, L., A. Lemièrre et R. Terrier (2017). « Does the SN rate explain the very high energy cosmic rays in the central 200 pc of our Galaxy ? » In : *MNRAS* 467, p. 4622–4630.
- Kant, I. (1755). *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*.
- Kapteyn, J. C. (1901). « Über die Bewegung der Nebel in der Umgebung von Nova Persei ». In : *Astronomische Nachrichten* 157, p. 201.
- Kapteyn, J. C. (1922). « First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System ». In : *ApJ* 55, p. 302.
- Kargaltsev, O. et al. (2015). « Pulsar-Wind Nebulae. Recent Progress in Observations and Theory ». In : *Space Sci. Rev.* 191, p. 391–439.
- Kassim, N. E. et al. (1999). « Wide Field Radio Imaging of the Galactic Center ». In : *The Central Parsecs of the Galaxy*. Sous la dir. de H. Falcke et al. T. 186. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 403.
- Kaufman, Leon (1992). « The Nature of Science and Discovery ». In : *Radio-logy* 184.2, p. 581–581.
- Keel, W. C. et al. (2017). « Fading AGN Candidates : AGN Histories and Outflow Signatures ». In : *ApJ* 835, 256, p. 256.
- Kennea, J. A. et al. (2013). « Swift Discovery of a New Soft Gamma Repeater, SGR J1745-29, near Sagittarius A* ». In : *ApJ* 770, L24, p. L24.
- Kerr, R. P. (1965). « Gravitational Collapse and Rotation ». In : *Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse*. Sous la dir. d'I. Robinson, A. Schild et E. L. Schucking, p. 99.
- Kormendy, J. et D. Richstone (1995). « Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei ». In : *ARA&A* 33, p. 581.

- Kosack, K. et al. (2004). « TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center ». In : *ApJ* 608, p. L97–L100.
- Koyama, K. et al. (1989). « Intense 6.7-keV iron line emission from the Galactic Centre ». In : *Nature* 339, p. 603–605.
- Koyama, K. et al. (1996). « ASCA View of Our Galactic Center : Remains of Past Activities in X-Rays ? » In : *PASJ* 48, p. 249–255.
- Koyama, K. et al. (2007). « Iron and Nickel Line Diagnostics for the Galactic Center Diffuse Emission ». In : *PASJ* 59, p. 245–255.
- Krause, M. O. (1979). « Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells ». In : *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 8, p. 307–327.
- Krause, O. et al. (2008a). « The Cassiopeia A Supernova Was of Type IIb ». In : *Science* 320, p. 1195.
- Krause, O. et al. (2008b). « Tycho Brahe’s 1572 supernova as a standard type Ia as revealed by its light-echo spectrum ». In : *Nature* 456, p. 617–619.
- Krivonos, R. A. et al. (2014). « First Hard X-Ray Detection of the Non-thermal Emission around the Arches Cluster : Morphology and Spectral Studies with NuSTAR ». In : *ApJ* 781, 107, p. 107.
- Krivonos, R. et al. (2007). « Hard X-ray emission from the Galactic ridge ». In : *A&A* 463, p. 957–967.
- Krivonos, Roman et al. (2017). « NuSTAR and XMM-Newton observations of the Arches cluster in 2015 : fading hard X-ray emission from the molecular cloud ». In : *MNRAS* 468.3, p. 2822–2835.
- Kruijssen, J. M. D., J. E. Dale et S. N. Longmore (2015). « The dynamical evolution of molecular clouds near the Galactic Centre - I. Orbital structure and evolutionary timeline ». In : *MNRAS* 447, p. 1059–1079.
- LaRosa, T. N. et al. (2000). « A Wide-Field 90 Centimeter VLA Image of the Galactic Center Region ». In : *AJ* 119, p. 207–240.
- Lacy, J. H., C. H. Townes et D. J. Hollenbach (1982). « The nature of the central parsec of the Galaxy ». In : *ApJ* 262, p. 120–134.
- Launhardt, R., R. Zylka et P. G. Mezger (2002). « The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter ». In : *A&A* 384, p. 112–139.
- Leahy, D. A. et J. Creighton (1993). « Montecarlo Simulations of X-Ray Spectra for Internally Illuminated Spherical Matter Distributions ». In : *MNRAS* 263, p. 314.
- Legendre, L. et P. Legendre (1998). *Numerical Ecology. Developments in Environmental Modelling*. Elsevier Science.
- Léna, P. et al. (2012). *Observational Astrophysics*.
- Lequeux, J. (2005). *The Interstellar Medium*.
- Levin, Y. et A. M. Beloborodov (2003). « Stellar Disk in the Galactic Center : A Remnant of a Dense Accretion Disk ? » In : *ApJ* 590, p. L33–L36.
- Li, Z. et al. (2011). « The Murmur of the Hidden Monster : Chandra’s Decadal View of the Supermassive Black Hole in M31 ». In : *ApJ* 728, L10, p. L10.
- Lin, D., N. A. Webb et D. Barret (2012). « Classification of X-Ray Sources in the XMM-Newton Serendipitous Source Catalog ». In : *ApJ* 756, 27, p. 27.
- Liszt, H. S. (1985). « Structure of Sagittarius C observed at radio frequencies ». In : *ApJ* 293, p. L65–L67.
- Liszt, H. S. et R. W. Spiker (1995). « Radio Images of Sagittarius. II. Sagittarius C and Its Neighbors ». In : *ApJS* 98, p. 259.

- Liu, Q. Z., J. van Paradijs et E. P. J. van den Heuvel (2007). « A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy, LMC, and SMC (Fourth edition) ». In : *A&A* 469, p. 807–810.
- Lodders, K. (2003). « Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements ». In : *ApJ* 591, p. 1220–1247.
- Longmore, S. N. et al. (2013). « Variations in the Galactic star formation rate and density thresholds for star formation ». In : *MNRAS* 429, p. 987–1000.
- Lu, J. R. et al. (2013). « Stellar Populations in the Central 0.5 pc of the Galaxy. II. The Initial Mass Function ». In : *ApJ* 764, 155, p. 155.
- Lynden-Bell, D. (1969). « Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars ». In : *Nature* 223, p. 690–694.
- Lynden-Bell, D. et M. J. Rees (1971). « On quasars, dust and the galactic centre ». In : *MNRAS* 152, p. 461.
- Macias, O. et al. (2018). « Galactic bulge preferred over dark matter for the Galactic centre gamma-ray excess ». In : *Nature Astronomy* 2, p. 387–392.
- Maeda, Y. et al. (2002). « A Chandra Study of Sagittarius A East : A Supernova Remnant Regulating the Activity of Our Galactic Center ? » In : *ApJ* 570, p. 671–687.
- Magdziarz, P. et A. A. Zdziarski (1995). « Angle-dependent Compton reflection of X-rays and gamma-rays ». In : *MNRAS* 273, p. 837–848.
- Marrone, D. P. et al. (2007). « An Unambiguous Detection of Faraday Rotation in Sagittarius A* ». In : *ApJ* 654, p. L57–L60.
- Martí, J. et al. (2007). « Chandra X-ray counterpart of KS 1741-293 ». In : *A&A* 462, p. 1065–1068.
- Matsumoto, M. et T. Nishimura (1998). « Mersenne Twister : A 623-dimensionally Equidistributed Uniform Pseudo-random Number Generator ». In : *ACM Trans. Model. Comput. Simul.* 8.1, p. 3–30.
- Matt, G., M. Guainazzi et R. Maiolino (2003). « Changing look : from Compton-thick to Compton-thin, or the rebirth of fossil active galactic nuclei ». In : *MNRAS* 342, p. 422–426.
- Mauerhan, J. C. et al. (2010). « Isolated Wolf-Rayet Stars and O Supergiants in the Galactic Center Region Identified Via Paschen- α Excess ». In : *ApJ* 725, p. 188–199.
- Mayer-Hasselwander, H. A. et al. (1998). « High-energy gamma-ray emission from the Galactic Center ». In : *A&A* 335, p. 161–172.
- McGee, R. X. et J. G. Bolton (1954). « Probable observation of the galactic nucleus at 400 Mc./s. » In : *Nature* 173, p. 985–987.
- Melia, F. (2003). *The black hole at the center of our galaxy*.
- Metropolis, N. (1987). « The Beginning of the Monte Carlo Method ». In : *Los Alamos Science* 15, p. 125–130.
- Michell, J. (1784). « On the Means of Discovering the Distance, Magnitude, &c. of the Fixed Stars, in Consequence of the Diminution of the Velocity of Their Light, in Case Such a Diminution Should be Found to Take Place in any of Them, and Such Other Data Should be Procured from Observations, as Would be Farther Necessary for That Purpose. By the Rev. John Michell, B. D. F. R. S. In a Letter to Henry Cavendish, Esq. F. R. S. and A. S. » In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I* 74, p. 35–57.
- Mills, E. A. C. et M. R. Morris (2013). « Detection of Widespread Hot Ammonia in the Galactic Center ». In : *ApJ* 772, 105, p. 105.

- Molaro, M., R. Khatri et R. A. Sunyaev (2014). « A thin diffuse component of the Galactic ridge X-ray emission and heating of the interstellar medium contributed by the radiation of Galactic X-ray binaries ». In : *A&A* 564, A107, A107.
- Molaro, M., R. Khatri et R. A. Sunyaev (2016). « Probing the clumping structure of giant molecular clouds through the spectrum, polarisation and morphology of X-ray reflection nebulae ». In : *A&A* 589, A88, A88.
- Molinari, S. et al. (2011). « A 100 pc Elliptical and Twisted Ring of Cold and Dense Molecular Clouds Revealed by Herschel Around the Galactic Center ». In : *ApJ* 735, L33, p. L33.
- Mori, K. et al. (2013). « NuSTAR Discovery of a 3.76 s Transient Magnetar Near Sagittarius A* ». In : *ApJ* 770, L23, p. L23.
- Morris, M. et E. Serabyn (1996). « The Galactic Center Environment ». In : *ARA&A* 34, p. 645–702.
- Morris, M. et al. (2003). « Deep X-Ray Imaging of the Central 20 Parsecs of the Galaxy with Chandra ». In : *Astronomische Nachrichten Supplement* 324, p. 167–172.
- Mou, G. et al. (2014). « Fermi Bubbles Inflated by Winds Launched from the Hot Accretion Flow in Sgr A* ». In : *ApJ* 790, 109, p. 109.
- Muno, M. P. et al. (2004). « Diffuse X-Ray Emission in a Deep Chandra Image of the Galactic Center ». In : *ApJ* 613, p. 326–342.
- Muno, M. P. et al. (2006). « A Chandra Catalog of X-Ray Sources in the Central 150 pc of the Galaxy ». In : *ApJS* 165, p. 173–187.
- Muno, M. P. et al. (2007). « Discovery of Variable Iron Fluorescence from Reflection Nebulae in the Galactic Center ». In : *ApJ* 656, p. L69–L72.
- Muno, M. P. et al. (2009). « A Catalog of X-Ray Point Sources from Two Megaseconds of Chandra Observations of the Galactic Center ». In : *ApJS* 181, p. 110–128.
- Murakami, H., K. Koyama et Y. Maeda (2001). « Chandra Observations of Diffuse X-Rays from the Sagittarius B2 Cloud ». In : *ApJ* 558, p. 687–692.
- Murakami, H. et al. (2000). « ASCA Observations of the Sagittarius B2 Cloud : An X-Ray Reflection Nebula ». In : *ApJ* 534, p. 283–290.
- Murakami, H. et al. (2001). « ASCA Discovery of Diffuse 6.4 KEV Emission near the Sagittarius C Complex : A New X-Ray Reflection Nebula ». In : *ApJ* 550, p. 297–300.
- Murphy, K. D. et T. Yaqoob (2009). « An X-ray spectral model for Compton-thick toroidal reprocessors ». In : *MNRAS* 397, p. 1549–1562.
- Murray, S. S. et al. (2000). « In-flight performance of the Chandra high-resolution camera ». In : *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*. Sous la dir. de J. E. Truemper et B. Aschenbach. T. 4012. Proc. SPIE, p. 68–80.
- Najarro, F. et al. (2004). « Metallicity in the Galactic Center : The Arches Cluster ». In : *ApJ* 611, p. L105–L108.
- Nakajima, H. et al. (2009). « X-Ray Reflection Nebulae with Large Equivalent Widths of the Neutral Iron $K\alpha$ Line in the Sagittarius C Region ». In : *PASJ* 61, p. 233.
- Nakashima, S. et al. (2013). « Discovery of the Recombining Plasma in the South of the Galactic Center : A Relic of the Past Galactic Center Activity? ». In : *ApJ* 773, 20, p. 20.
- Neilsen, J. et al. (2013). « A Chandra/HETGS Census of X-Ray Variability from Sgr A* during 2012 ». In : *ApJ* 774, 42, p. 42.

- Nicastro, F. et al. (2016). « A Distant Echo of Milky Way Central Activity Closes the Galaxy's Baryon Census ». In : *ApJ* 828, L12, p. L12.
- Nishiyama, S. et al. (2013). « Magnetically Confined Interstellar Hot Plasma in the Nuclear Bulge of Our Galaxy ». In : *ApJ* 769, L28, p. L28.
- Nobukawa, M. et al. (2011). « New Evidence for High Activity of the Supermassive Black Hole in our Galaxy ». In : *ApJ* 739, L52, p. L52.
- Odaka, H. et al. (2011). « X-Ray Diagnostics of Giant Molecular Clouds in the Galactic Center Region and Past Activity of Sgr A* ». In : *ApJ* 740, 103, p. 103.
- Odaka, H. et al. (2016). « Sensitivity of the Fe K α Compton shoulder to the geometry and variability of the X-ray illumination of cosmic objects ». In : *MNRAS* 462, p. 2366–2381.
- Oka, T. et al. (1998). « CO (J = 2–1) Line Observations of the Galactic Center Molecular Cloud Complex. II. Dynamical Structure and Physical Conditions ». In : *ApJ* 493, p. 730–761.
- Pacholczyk, A. G. et R. T. Weymann (1968). « Proceedings of the Conference on Seyfert Galaxies and Related Objects : 6. Optical Variability of NGC 4151 ». In : *AJ* 73, p. 850.
- Palmer, D. M. et al. (2005). « A giant γ -ray flare from the magnetar SGR 1806 - 20 ». In : *Nature* 434, p. 1107–1109.
- Palmer, P. et W. M. Goss (1996). « Nomenclature of The Galactic Center Radio Sources ». In : *Galactic Center Newsletter* 2, p. 3–6.
- Park, S. et al. (2004). « Characteristics of Diffuse X-Ray Line Emission within 20 Parsecs of the Galactic Center ». In : *ApJ* 603, p. 548–559.
- Park, S. et al. (2005). « A Candidate Neutron Star Associated with Galactic Center Supernova Remnant Sagittarius A East ». In : *ApJ* 631, p. 964–975.
- Paul, J. et P. Laurent (1997). *Astronomie gamma spatiale*. Gordon et Breach Science Publishers.
- Paumard, T., J.-P. Maillard et M. Morris (2004). « Kinematic and structural analysis of the Minispiral in the Galactic Center from BEAR spectroimagery ». In : *A&A* 426, p. 81–96.
- Paumard, T. et al. (2006). « The Two Young Star Disks in the Central Parsec of the Galaxy : Properties, Dynamics, and Formation ». In : *ApJ* 643, p. 1011–1035.
- Penrose, R. (1969). « Gravitational Collapse : the Role of General Relativity ». In : *Nuovo Cimento Rivista Serie* 1.
- Peplow, D. E. (1999). « Direction Cosines and Polarization Vectors for Monte Carlo Photon Scattering ». In : *Nuclear Science and Engineering* 131.1, p. 132–136.
- Piddington, J. H. et H. C. Minnett (1951). « Observations of Galactic Radiation at Frequencies of 1200 and 3000 Mc/s. » In : *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences* 4, p. 459.
- Pietrobon, D. et al. (2012). « Analysis of WMAP 7 Year Temperature Data : Astrophysics of the Galactic Haze ». In : *ApJ* 755, 69, p. 69.
- Plewa, P. M. et al. (2015). « Pinpointing the near-infrared location of Sgr A* by correcting optical distortion in the NACO imager ». In : *MNRAS* 453, p. 3234–3244.
- Ponti, G. et al. (2010). « Discovery of a Superluminal Fe K Echo at the Galactic Center : The Glorious Past of Sgr A* Preserved by Molecular Clouds ». In : *ApJ* 714, p. 732–747.

- Ponti, G. et al. (2013). « Traces of Past Activity in the Galactic Centre ». In : *Cosmic Rays in Star-Forming Environments*. Sous la dir. de D. F. Torres et O. Reimer. T. 34. Astrophysics and Space Science Proceedings, p. 331.
- Ponti, G. et al. (2015a). « Fifteen years of XMM-Newton and Chandra monitoring of Sgr A* : evidence for a recent increase in the bright flaring rate ». In : *MNRAS* 454, p. 1525–1544.
- Ponti, G. et al. (2015b). « The XMM-Newton view of the central degrees of the Milky Way ». In : *MNRAS* 453, p. 172–213.
- Ponti, G. et al. (2017). « A powerful flare from Sgr A* confirms the synchrotron nature of the X-ray emission ». In : *ArXiv e-prints*.
- Pradhan, A. K. et S. N. Nahar (2011). *Atomic Astrophysics and Spectroscopy*.
- Protheroe, R. J. et al. (2008). « Interpretation of radio continuum and molecular line observations of Sgr B2 : free-free and synchrotron emission, and implications for cosmic rays ». In : *MNRAS* 390, p. 683–692.
- Rea, N. et al. (2013). « A Strongly Magnetized Pulsar within the Grasp of the Milky Way's Supermassive Black Hole ». In : *ApJ* 775, L34, p. L34.
- Reid, M. J. et A. Brunthaler (2004). « The Proper Motion of Sagittarius A*. II. The Mass of Sagittarius A* ». In : *ApJ* 616, p. 872–884.
- Reid, M. J. et al. (2009). « A Trigonometric Parallax of Sgr B2 ». In : *ApJ* 705, p. 1548–1553.
- Rest, A. et al. (2005). « Light echoes from ancient supernovae in the Large Magellanic Cloud ». In : *Nature* 438, p. 1132–1134.
- Rest, A. et al. (2014). « Light Echoes of Historic Transients ». In : *Supernova Environmental Impacts*. Sous la dir. d'A. Ray et R. A. McCray. T. 296. IAU Symposium, p. 126–134.
- Revnivtsev, M. G. et al. (2004). « Hard X-ray view of the past activity of Sgr A* in a natural Compton mirror ». In : *A&A* 425, p. L49–L52.
- Rieke, G. H. (2009). « History of infrared telescopes and astronomy ». In : *Experimental Astronomy* 25.1, p. 125.
- Rodríguez-Fernández, N. J. et al. (2001). « Warm H₂ in the Galactic center region ». In : *A&A* 365, p. 174–185.
- Röntgen, W. C. (1898). « Ueber eine neue Art von Strahlen ». In : *Annalen der Physik* 300, p. 1–11.
- Ryu, S. G. (2013). « X-ray Study on the Activity History of Sagittarius A* by Three-dimensional View of the Galactic Center ». PhD thesis, Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University, Japan. Thèse de doct.
- Ryu, S. G. et al. (2009). « An X-Ray Face-On View of the Sagittarius B Molecular Clouds Observed with Suzaku ». In : *PASJ* 61, p. 751–761.
- Ryu, S. G. et al. (2013). « X-Ray Echo from the Sagittarius C Complex and 500-year Activity History of Sagittarius A* ». In : *PASJ* 65, 33, p. 33.
- Sakano, M. et al. (2002). « ASCA X-Ray Source Catalog in the Galactic Center Region ». In : *ApJS* 138, p. 19–34.
- Sakano, M. et al. (2004). « XMM-Newton observations of Sagittarius A East ». In : *MNRAS* 350, p. 129–139.
- Salpeter, E. E. (1964). « Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. » In : *ApJ* 140, p. 796–800.
- Samueli, J. J. (2009). « La découverte des rayons X par Röntgen ». In : *Bibnum*.
- Sandage, A. (1965). « The Existence of a Major New Constituent of the Universe : the Quasistellar Galaxies. » In : *ApJ* 141, p. 1560.
- Sanders, R. H. (2014). *Revealing the Heart of the Galaxy*.

- Sandqvist, A. et al. (2008). « Odin observations of the Galactic centre in the 118-GHz band. Upper limit to the O₂ abundance ». In : *A&A* 482, p. 849–853.
- Sargent, W. L. W. et al. (1978). « Dynamical evidence for a central mass concentration in the galaxy M87 ». In : *ApJ* 221, p. 731–744.
- Sawada, M. et al. (2009). « X-Ray Observations of the Sagittarius D HII Region toward the Galactic Center with Suzaku ». In : *PASJ* 61, S209–S218.
- Sawada, T. et al. (2004). « A molecular face-on view of the Galactic Centre region ». In : *MNRAS* 349, p. 1167–1178.
- Schawinski, K. et al. (2010). « The Sudden Death of the Nearest Quasar ». In : *ApJ* 724, p. L30–L33.
- Schmidt, M. (1963). « 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift ». In : *Nature* 197, p. 1040.
- Schmitt, J. H. M. M. et al. (1991). « A soft X-ray image of the moon ». In : *Nature* 349, p. 583–587.
- Schoonjans, T. et al. (2011). « The xraylib library for X-ray-matter interactions. Recent developments ». In : *Spectrochimica Acta* 66, p. 776–784.
- Schwarzschild, K. (1916). « Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie ». In : *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 1916, Seite 189–196.
- Seward, F. D. et P. A. Charles (2010). *Exploring the X-ray Universe*.
- Seward, F. D. et Z.-R. Wang (1988). « Pulsars, X-ray synchrotron nebulae, and guest stars ». In : *ApJ* 332, p. 199–205.
- Seyfert, C. K. (1943). « Nuclear Emission in Spiral Nebulae. » In : *ApJ* 97, p. 28.
- Shakura, N. I. et R. A. Sunyaev (1973). « Black holes in binary systems. Observational appearance. » In : *A&A* 24, p. 337–355.
- Shapiro, S. L., A. P. Lightman et D. M. Eardley (1976). « A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum ». In : *ApJ* 204, p. 187–199.
- Shen, Z.-Q. et al. (2005). « A size of ~1AU for the radio source Sgr A* at the centre of the Milky Way ». In : *Nature* 438, p. 62–64.
- Smith, R. K. et al. (2001). « Collisional Plasma Models with APEC/APED : Emission-Line Diagnostics of Hydrogen-like and Helium-like Ions ». In : *ApJ* 556, p. L91–L95.
- Snowden, S. L. et al. (2008). « A catalog of galaxy clusters observed by XMM-Newton ». In : *A&A* 478, p. 615–658.
- Sofue, Y. (1995). « Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. I. Kinematical Structures in Longitude–Velocity Diagrams ». In : *PASJ* 47, p. 527–549.
- Souchay, J. et al. (2015). « The third release of the Large Quasar Astrometric Catalog (LQAC-3) : a compilation of 321 957 objects ». In : *A&A* 583, A75, A75.
- Storn, R. et K Price (1997). « Differential Evolution – A Simple and Efficient Heuristic for global Optimization over Continuous Spaces ». In : *Journal of Global Optimization* 11.4, p. 341–359.
- Strüder, L. et al. (2001). « The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The pn-CCD camera ». In : *A&A* 365, p. L18–L26.

- Su, M., T. R. Slatyer et D. P. Finkbeiner (2010). « Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind ? » In : *ApJ* 724, p. 1044–1082.
- Sunyaev, R. A. et E. M. Churazov (1996). « Scattering of X-ray emission lines by neutral and molecular hydrogen in the solar atmosphere and in the vicinity of active galactic nuclei and compact X-ray sources ». In : *Astronomy Letters* 22, p. 648–663.
- Sunyaev, R. A., M. Markevitch et M. Pavlinsky (1993). « The center of the Galaxy in the recent past - A view from GRANAT ». In : *ApJ* 407, p. 606–610.
- Sunyaev, R. A., D. B. Uskov et E. M. Churazov (1999). « Scattering of x-ray emission lines by molecular hydrogen ». In : *Astronomy Letters* 25, p. 199–205.
- Sunyaev, R. et E. Churazov (1998). « Equivalent width, shape and proper motion of the iron fluorescent line emission from molecular clouds as an indicator of the illuminating source X-ray flux history ». In : *MNRAS* 297, p. 1279–1291.
- Tanaka, Y. (2002). « ASCA observation of X-ray emission from the Galactic ridge ». In : *A&A* 382, p. 1052–1060.
- Tatischeff, V., A. Decourchelle et G. Maurin (2012). « Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays : application to the 6.4 keV line emission from the Arches cluster region ». In : *A&A* 546, A88, A88.
- Tatischeff, V., R. Ramaty et B. Kozlovsky (1998). « X-Rays from Accelerated Ion Interactions ». In : *ApJ* 504, p. 874–888.
- Terrier, R. (2018). « La Galaxie et son centre aux hautes énergies : sites d'accélération de particules et activité induite par le trou noir supermassif ». Habilitation à diriger les recherches. Thèse de doct.
- Terrier, R. et al. (2010). « Fading Hard X-ray Emission from the Galactic Center Molecular Cloud Sgr B2 ». In : *ApJ* 719, p. 143–150.
- Terrier, R. et al. (2018). « An X-ray survey of the central molecular zone : Variability of the Fe K α emission line ». In : *A&A* 612, A102, A102.
- Thompson, A et al. (2009). *X-Ray Data Booklet*.
- Trap, G. et al. (2011). « Concurrent X-ray, near-infrared, sub-millimeter, and GeV gamma-ray observations of Sagittarius A* ». In : *A&A* 528, A140, A140.
- Trimble, V. (1995). « The 1920 Shapley-Curtis Discussion : Background, Issues, and Aftermath ». In : *PASP* 107, p. 1133.
- Trumpler, R. J. (1930). « Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters ». In : *Lick Observatory Bulletin* 14, p. 154–188.
- Tsuboi, M., T. Handa et N. Ukita (1999). « Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data ». In : *ApJS* 120, p. 1–39.
- Tsuru, T. G. et al. (2009). « A New Supernova Remnant Candidate and an Associated Outflow in the Sagittarius C Region ». In : *PASJ* 61, p. 219.
- Turner, M. J. L. et al. (2001). « The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The MOS cameras : The MOS cameras ». In : *A&A* 365, p. L27–L35.
- Urry, C. M. et P. Padovani (1995). « Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei ». In : *PASP* 107, p. 803.

- Vainshtein, L. A. et R. A. Sunyaev (1980). « The K-Alpha Lines in the Background X-Ray Spectrum and the Interstellar Gas in Galaxies ». In : *Soviet Astronomy Letters* 6, p. 353–356.
- Valinia, A. et al. (2000). « On the Origin of the Iron K Line in the Spectrum of The Galactic X-Ray Background ». In : *ApJ* 543, p. 733–739.
- Volonteri, M. (2012). « The Formation and Evolution of Massive Black Holes ». In : *Science* 337, p. 544.
- Walden, Jr., T. L. (1991). « The first radiation accident in America : a centennial account of the x-ray photograph made in 1890. » In : *Radiology* 181.3, p. 635–639.
- Walls, M. (2017). « Examining X-ray Reflection Spectra in the Galactic Centre using Monte Carlo Simulations ». PhD thesis, School of Physical Sciences, Dublin City University, Ireland. Thèse de doct.
- Walls, M. et al. (2016). « Examining molecular clouds in the Galactic Centre region using X-ray reflection spectra simulations ». In : *MNRAS* 463, p. 2893–2903.
- Wang, Q. D., H. Dong et C. Lang (2006). « The interplay between star formation and the nuclear environment of our Galaxy : deep X-ray observations of the Galactic centre Arches and Quintuplet clusters ». In : *MNRAS* 371, p. 38–54.
- Wang, Q. D. et al. (2013). « Dissecting X-ray-Emitting Gas Around the Center of Our Galaxy ». In : *Science* 341, p. 981–983.
- Webster, B. L. et P. Murdin (1972). « Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion ? » In : *Nature* 235, p. 37–38.
- Weedman, D. W. (1976). « Seyfert galaxies, quasars and redshifts ». In : *QJRAS* 17, p. 227–262.
- Weisskopf, M. C. et al. (2000). « Chandra X-ray Observatory (CXO) : overview ». In : *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*. Sous la dir. de J. E. Truemper et B. Aschenbach. T. 4012. Proc. SPIE, p. 2–16.
- Wells, D. C., E. W. Greisen et R. H. Harten (1981). « FITS - a Flexible Image Transport System ». In : *A&AS* 44, p. 363.
- Werner, N. et al. (2004). « X-ray spectral evolution of SAX J1747.0-2853 during outburst activity and confirmation of its transient nature ». In : *A&A* 416, p. 311–318.
- Wharton, R. S. et al. (2012). « Multiwavelength Constraints on Pulsar Populations in the Galactic Center ». In : *ApJ* 753, 108, p. 108.
- Wheeler, J. A. et K. W. Ford (1998). *Geons, Black Holes, and Quantum Foam : A Life in Physics*. W. W. Norton.
- Wilks, S. S. (1938). « The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses ». In : *Ann. Math. Statist.* 9.1, p. 60–62.
- Wilson, R. W., K. B. Jefferts et A. A. Penzias (1970). « Carbon Monoxide in the Orion Nebula ». In : *ApJ* 161, p. L43.
- Wollman, E. R. et al. (1977). « NE II 12.8 micron emission from the galactic center. II ». In : *ApJ* 218, p. L103–L107.
- Wolter, H. (1952a). « Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen ». In : *Annalen der Physik* 445, p. 94–114.
- Wolter, H. (1952b). « Verallgemeinerte Schwarzschildsche Spiegelsysteme streifender Reflexion als Optiken für Röntgenstrahlen ». In : *Annalen der Physik* 445, p. 286–295.
- Worrall, D. M. et al. (1982). « HEAO 1 measurements of the galactic ridge ». In : *ApJ* 255, p. 111–121.

- Xu, Y.-D. et al. (2006). « Thermal X-Ray Iron Line Emission from the Galactic Center Black Hole Sagittarius A* ». In : *ApJ* 640, p. 319–326.
- Yalinewich, A., T. Piran et R. Sari (2017). « Evolution of Supernova Remnants near the Galactic Center ». In : *ApJ* 838, 12, p. 12.
- Yan, Q.-Z. et al. (2017). « Towards a three-dimensional distribution of the molecular clouds in the Galactic Centre ». In : *MNRAS* 471, p. 2523–2536.
- Yang, Y. et al. (2015). « Detection of a Compact Nuclear Radio Source in the Local Group Elliptical Galaxy M32 ». In : *ApJ* 807, L19, p. L19.
- Young, P. J. et al. (1978). « Evidence for a supermassive object in the nucleus of the galaxy M87 from SIT and CCD area photometry ». In : *ApJ* 221, p. 721–730.
- Yuan, F. et R. Narayan (2014). « Hot Accretion Flows Around Black Holes ». In : *ARA&A* 52, p. 529–588.
- Yuan, F., E. Quataert et R. Narayan (2003). « Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A* ». In : *ApJ* 598, p. 301–312.
- Yuan, Q. et Q. D. Wang (2016). « A systematic Chandra study of Sgr A* - I. X-ray flare detection ». In : *MNRAS* 456, p. 1438–1450.
- Yusef-Zadeh, F., C. Law et M. Wardle (2002). « The Origin of X-Ray Emission from a Galactic Center Molecular Cloud : Low-Energy Cosmic-Ray Electrons ». In : *ApJ* 568, p. L121–L125.
- Yusef-Zadeh, F., M. Morris et D. Chance (1984). « Large, highly organized radio structures near the galactic centre ». In : *Nature* 310, p. 557–561.
- Yusef-Zadeh, F. et al. (2007). « The Origin of Diffuse X-Ray and γ -Ray Emission from the Galactic Center Region : Cosmic-Ray Particles ». In : *ApJ* 656, p. 847–869.
- Yusef-Zadeh, F. et al. (2013). « Interacting Cosmic Rays with Molecular Clouds : A Bremsstrahlung Origin of Diffuse High-energy Emission from the Inner $2^\circ \times 1^\circ$ of the Galactic Center ». In : *ApJ* 762, 33, p. 33.
- Zel'dovich, Y. B. et I. D. Novikov (1964). « Estimating the mass of a super-star ». In : *Akademiia Nauk SSSR Doklady* 158, p. 811–814.
- Zhang, S. et al. (2015). « Hard X-Ray Morphological and Spectral Studies of the Galactic Center Molecular Cloud Sgr B2 : Constraining Past Sgr A* Flaring Activity ». In : *ApJ* 815, 132, p. 132.
- Zhao, J.-H., M. R. Morris et W. M. Goss (2013). « Radio Detection of a Candidate Neutron Star Associated with Galactic Center Supernova Remnant Sagittarius A East ». In : *ApJ* 777, 146, p. 146.
- Zhao, J.-H., M. R. Morris et W. M. Goss (2016). « A New Perspective of the Radio Bright Zone at The Galactic Center : Feedback from Nuclear Activities ». In : *ApJ* 817, 171, p. 171.
- Zubovas, K. et S. Nayakshin (2012). « Fermi bubbles in the Milky Way : the closest AGN feedback laboratory courtesy of Sgr A*? » In : *MNRAS* 424, p. 666–683.
- Zubovas, K., S. Nayakshin et S. Markoff (2012). « Sgr A* flares : tidal disruption of asteroids and planets? » In : *MNRAS* 421, p. 1315–1324.
- Zwicky, F. (1940). « Types of Novae ». In : *Reviews of Modern Physics* 12, p. 66–85.
- de Vaucouleurs, G. (1964). « Interpretation of velocity distribution of the inner regions of the Galaxy ». In : *The Galaxy and the Magellanic Clouds*. Sous la dir. de F. J. Kerr. T. 20. IAU Symposium, p. 195.

- in 't Zand, J. J. M. et al. (1991). « Two new X-ray transients near the Galactic center ». In : *Advances in Space Research* 11, p. 187–190.
- van den Heuvel, E. P. J. (1992). *Endpoints of stellar evolution : The incidence of stellar mass black holes in the galaxy*. Rapp. tech.
- von Fellenberg, S. D. et al. (2018). « A Detection of Sgr A* in the far infrared ». In : *ArXiv e-prints*.

Échos X dans la zone moléculaire centrale

Une histoire de l'activité du trou noir galactique au cours du dernier millénaire

Comme la plupart des galaxies massives, la Voie lactée héberge en son centre un trou noir supermassif. Contrairement aux noyaux actifs, celui-ci brille par la faiblesse de sa contrepartie radiative, la source Sgr A*, dont la luminosité est inférieure de près de neuf ordres de grandeur à la luminosité limite d'Eddington. Plusieurs traces indirectes suggèrent cependant que le trou noir galactique a connu des épisodes d'activité plus intense dans le passé. La réflexion des rayons X émis lors des plus récents de ces épisodes est notamment observée aujourd'hui sur les nuages de la zone moléculaire centrale. À partir de l'observation de ces échos de lumière, cette étude offre une vision unique de l'activité du noyau galactique au cours du dernier millénaire. Elle confirme en particulier que l'émission non thermique diffuse du complexe moléculaire Sagittarius C, étudiée avec les satellites *Chandra* et *XMM-Newton*, résulte bien du phénomène de réflexion. La localisation individuelle des structures brillantes est rendue possible par l'utilisation de modèles spectraux Monte-Carlo, dont le modèle *rayflX* développé spécifiquement pour rendre compte du phénomène de réflexion et, notamment, de ses aspects temporels. À partir des spectres de huit nuages issus des quatre principaux complexes moléculaires des régions centrales de la Galaxie, ce travail fournit la première preuve quantitative avec un haut niveau de confiance de l'existence de deux sursauts d'activité de Sgr A* se propageant dans la zone moléculaire centrale, dont l'âge, la durée et la luminosité peuvent être déterminés. Ces résultats fournissent de nouvelles contraintes pour l'étude du cycle d'activité de Sgr A* et ouvrent la voie à une caractérisation par tomographie de la distribution de matière au centre de notre galaxie.

Mots-clés : astronomie X ; rayons X ; fluorescence X ; trou noir supermassif ; accréation ; centre galactique ; zone moléculaire centrale ; écho de lumière ; simulation Monte-Carlo ; Sagittarius C.

X-ray echoes in the central molecular zone

A History of the Galactic black hole activity over the past thousand years

Like most massive galaxies, the Milky Way hosts a supermassive black hole at its centre. In contrast with active galaxies, the luminosity of its radiative counterpart – the source Sgr A* – is almost nine orders of magnitude below the Eddington limit. However, there are several indications that the black hole may have been more active in the past. In particular, the giant clouds located within the central molecular zone reflect X-rays emitted during the most recent outbursts. The study we present here focuses on these light echoes that are key to probing the past activity of the Galactic nucleus over the past thousand years. Using the X-ray observatories *Chandra* and *XMM-Newton*, we confirm the reflection origin of the non-thermal, diffuse emission from the molecular complex Sagittarius C. The localisation of each bright clump is made possible by the use of Monte Carlo-simulated reflection spectra, notably the *rayflX* model we specifically designed for the study of the reflection phenomenon and its time behaviour. Considering eight clouds from the main molecular complexes of the Galactic central regions, this work provides with a high confidence level the first quantitative evidence that Sgr A* experienced two powerful outbursts, whose age, duration and luminosity can be estimated. These results place new constraints on the black hole duty cycle and pave the way for a tomographic reconstruction of the matter distribution at the Galactic centre.

Keywords : X-ray astronomy ; X-rays ; X-ray fluorescence ; supermassive black hole ; accretion ; Galactic centre ; Central Molecular Zone ; light echo ; Monte Carlo simulation ; Sagittarius C.