



HAL
open science

Etude du trou noir massif central de la Galaxie et de son environnement

Guillaume Trap

► **To cite this version:**

Guillaume Trap. Etude du trou noir massif central de la Galaxie et de son environnement. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2011. Français. NNT : . tel-00862003

HAL Id: tel-00862003

<https://theses.hal.science/tel-00862003>

Submitted on 15 Sep 2013

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
UNIVERSITÉ PARIS VII — DENIS DIDEROT

École Doctorale Particules, Noyaux et Cosmos

présentée pour obtenir le

Grade de Docteur en Sciences de l'Université Paris VII

Spécialité : Champs, Particules, Matières

par

Guillaume TRAP

Étude du Trou Noir Massif Central de la Galaxie et de son environnement

Soutenue le 21 septembre 2011 à l'Université Denis Diderot
devant la commission d'examen composée de :

M. Andrea GOLDWURM Directeur
M. Pierre BINÉTRUY Président
M. Daniel ROUAN Rapporteur
M. Christian MOTCH Rapporteur
M. Fulvio MELIA Examineur
M. Berrie GIEBELS Examineur

Remerciements

« *Les Italiens sont des Français de bonne humeur.* »

— Jean COCTEAU
Maalesh (1950)

Je voudrais, en premier lieu, dire toute ma reconnaissance et sympathie à mon directeur de thèse : Andrea Goldwurm. Il a su me guider avec le subtil mélange de soutien et d'autonomie dont j'avais besoin pour prendre mon envol. Son discernement, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain, a joué un rôle déterminant à plusieurs reprises dans mes avancées et me tiendra d'exemple encore longtemps.

J'ai eu le privilège de travailler à cheval entre deux laboratoires : l'unité mixte de recherche APC (AstroParticule & Cosmologie) de l'Université Paris VII et le Service d'Astrophysique (SAP) du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) de Saclay. Je remercie par conséquent, tout particulièrement, les directeurs respectifs de ces instituts, Pierre Binétruy et Pierre-Olivier Lagage, pour leur accueil et les moyens qu'ils ont mis en place afin que la synergie prenne corps.

Merci à mes examinateurs, Fulvio Melia et Berrie Giebels, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mes travaux, ainsi qu'à mes rapporteurs, Daniel Rouan et Christian Motch, pour le soin qu'ils ont apporté à la relecture du manuscrit.

Cette thèse doit beaucoup à Régis Terrier et Maurizio Falanga qui m'ont initié à l'astrophysique des hautes énergies. Merci à Régis pour sa disponibilité permanente et ses conseils toujours d'une grande perspicacité. Merci à Maurizio pour son enthousiasme et sa générosité qui furent une intarissable source de motivation tout au long de ces années.

Par ailleurs, je tiens à saluer chaleureusement mes camarades des équipes hautes énergies d'APC, du SAP et d'ailleurs : Diego Götz, Fabio Mattana, Gabriele Ponti, Mathieu Renaud, Farid Rahoui, Juan Antonio Zurita Heras, Simona Soldi, Isabelle Caballero Garcia, Yvonne Becherini, Fabio Acero, Lionel Prat, Mickaël Coriat, Guillaume Bélanger, Enrico Bozzo, Nathalie Degenaar. Je voudrais qu'ils sachent combien nos interactions m'ont été profitables et agréables.

Mes remerciements vont aussi à tous ceux qui ont suivi mes activités avec une constante bienveillance : Philippe Ferrando, François Lebrun, Bertrand Cordier, Olivier Limousin, Volker Beckmann, Christian Gouiffes, Sylvain Chaty, Jérôme Rodriguez, Stéphane Schanne, Philippe Laurent, Roland Lehoucq, Jean-Marc Bonnet-Bidaud, Thierry Fogglizzo, Etienne Parizot, Eric Chassande-Mottin, Olivier Jeannin, Vincent Rêveret.

La partie infrarouge/submillimétrique n'aurait pas pu être menée à bien sans la collaboration précieuse et stimulante de mes collègues d'outre-Rhin, Katie Dodds-Eden, Stefan Gillessen et Axel Weiß, ainsi que d'Eric Pantin au SAP.

Merci également à Kamil Fadel et mes autres collègues du Palais de la découverte de m'avoir permis d'achever ce manuscrit dans de bonnes conditions.

Enfin, je ne saurais terminer sans exprimer ma gratitude envers mes proches. Mes parents, en particulier, qui m'ont soutenu indéfectiblement au cours de ces longues années d'études. Mon grand-père qui n'a malheureusement pas pu voir l'aboutissement de ces travaux, mais qui leur a manifesté un intérêt croissant. Et mon épouse, Mélanie, pour ses encouragements quotidiens et sa complicité dans la relecture attentive du mémoire. Cette thèse lui est entièrement dédiée.

Bourg-la-Reine, le 25 août 2011.

À Mélanie,

Avant-propos

« Le ciel est le pays des grands événements, mais à peine l'œil humain peut-il les saisir. Un soleil qui périt, et qui cause la catastrophe d'un monde ou d'un système de mondes, ne fait d'autre effet à nos yeux que celui d'un feu follet qui brille et qui s'éteint. L'homme, borné à l'atome terrestre sur lequel il végète, voit cet atome comme un monde, et ne voit les mondes que comme des atomes. »

— Georges-Louis DE BUFFON

Si le ciel est le « pays des grands événements », le centre de notre Galaxie est sans nul doute l'une des régions célestes où le spectacle des phénomènes est le plus dépaysant. Sans cesse, un vaste nid d'objets compacts (trous noirs, étoiles à neutrons, naines blanches) y suscite des événements d'une grande violence (éruptions, explosions, etc) qui se fondent, en général, sur des épisodes d'accrétion et/ou d'éjection de matière.

Cette thèse s'articule autour de l'étude (i) de l'activité éruptive de l'astre le plus compact de toute la Voie Lactée—le trou noir supermassif central Sgr A* (prononcez « Sagittarius A étoile »)—et (ii) du comportement explosif de plusieurs étoiles à neutrons dans des systèmes binaires avoisinants appelés « sursauteurs X ».

Ces deux types de sources obéissant à des physiques assez distinctes, j'ai fait le choix de diviser ce manuscrit en deux grands volets (Parties II et III), tout en rassemblant dans une première partie les éléments communs à mes analyses ultérieures. Dans ce chapeau introductif, après un vade-mecum sur les objets compacts et l'accrétion (Chapitre 1), qui permettra d'inscrire Sgr A* et les sursauteurs X dans un contexte plus large, j'exposerai les moyens d'observation mis en œuvre lors de mes observations du centre Galactique (Chapitre 2). J'ai préféré placer dans ce chapitre des descriptions d'instruments volontairement succinctes et distiller les informations plus techniques par la suite, quand nécessaires. Cela devrait fluidifier la lecture du mémoire et éviter au lecteur d'avoir à se reporter trop souvent à la première partie. Dans la mesure où mes travaux ont fait largement appel à des observations multi-longueurs d'onde, ce chapitre sera aussi l'occasion de rappeler quelques généralités sur le spectre électromagnétique et les limites de notre perception des rayonnements à travers l'atmosphère et le milieu interstellaire. Pour conclure cette première partie (Chapitre 3), je présenterai l'état de l'art de l'observation du centre Galactique à grande échelle et à travers tout le spectre. J'en décrirai ainsi la morphologie complexe et les constituants fondamentaux.

La Partie II sera dévolue à l'énigmatique source Sgr A*, dont je commencerai par préciser l'environnement immédiat : le complexe Sgr A (Chapitre 4). Nous y verrons, entre autres, comment l'hypothèse du trou noir supermassif s'est imposée au cours de la décennie qui vient de s'écouler. Les deux chapitres qui suivront (Chapitres 5 et 6) seront particulièrement denses.

Ils détailleront mes travaux relatifs à plusieurs vastes campagnes multi-longueurs d'onde, dont les circonstances et méthodes sont très interconnectées. Je débiterai toujours par l'examen des données et terminerai par des considérations plus théoriques. Les développements techniques au sujet des processus de rayonnement seront, là aussi, introduits au fur et à mesure.

En Partie III, il sera exclusivement question des sursauts X. Suite à quelques rappels sur les binaires et sursauts X, où j'insisterai notamment sur les régimes de combustion nucléaire en jeu à la surface des étoiles à neutrons accrétantes (Chapitre 7), je traiterai les cas particuliers de deux sources du noyau Galactique : GRS 1741.9–2853 et AX J1745.6–2901 (Chapitre 8).

Dans l'ultime partie de ce manuscrit (Chapitre 9), je résumerai les chapitres précédents et communiquerai les résultats de mes recherches connexes, avant de broser un rapide panorama des perspectives du domaine. Mes principales publications dans des revues à comité de lecture sont reproduites en Annexe A. Quant aux significations des nombreuses abréviations employées, elles seront données au fil du texte et résumées en Annexe B.

Table des matières

Remerciements	iii
Dédicace	v
Avant-propos	vii
Liste des figures	xvii
Liste des tableaux	xix
I Introduction	1
1 Objets compacts et accrétion	3
1.1 Les trous noirs	3
1.1.1 Préhistoire du trou noir	3
1.1.2 Le trou noir relativiste	5
1.1.3 Le trou noir céleste	7
Les trous noirs supermassifs	8
Les trous noirs stellaires	9
Des trous noirs hypothétiques	11
1.2 Les naines blanches	12
1.3 Les étoiles à neutrons	13
1.4 Accrétion sur les objets compacts	15
1.4.1 Considérations énergétiques	17
1.4.2 La luminosité d'Eddington	17
1.4.3 Le disque standard	18
2 Les moyens d'observation	21
2.1 Le spectre électromagnétique	21
2.2 L'extinction interstellaire	23
2.3 La transmission atmosphérique	25
2.4 Les instruments	26
2.4.1 XMM-Newton	27
2.4.2 INTEGRAL	28
IBIS	30
JEM-X	30
2.4.3 Fermi	31
2.4.4 Le VLT	32
VISIR	32
NACO	34
2.4.5 APEX	35

3	Le centre Galactique	37
3.1	Vision contemporaine de la Voie Lactée	37
3.2	Le centre Galactique à l'œil nu	38
3.3	Survol historique	40
3.4	Le centre Galactique en radio	41
3.5	Le centre Galactique en infrarouge	43
3.6	Le centre Galactique en rayons X	44
3.6.1	Les X mous: 0.1–10 keV	46
	Sources ponctuelles	46
	Sources étendues	47
3.6.2	Les X durs: 10–100 keV	48
3.7	Le centre Galactique en rayons gamma	50
3.7.1	Le domaine du GeV	50
3.7.2	Le domaine du TeV	51
II	Sagittarius A*	53
4	Le complexe Sgr A	55
4.1	Sgr A Est	55
4.2	Le disque circumnucléaire	57
4.3	Sgr A Ouest	57
4.4	L'amas central d'étoiles	58
4.5	Sagittarius A*	63
4.5.1	Radio	63
4.5.2	Rayons X mous	66
4.5.3	Infrarouge proche	68
4.6	Modèles d'émission de Sgr A*	70
4.6.1	Quiescence	70
	Les modèles ADAF	71
	Les modèles d'accrétion sphérique	71
	Les modèles à jets	72
4.6.2	Eruptions	72
	Mécanismes déclencheurs	72
	Processus radiatifs	73
4.7	Cette thèse	74
5	La campagne d'observations 2007	75
5.1	Introduction	75
5.2	Observations et analyses	76
5.2.1	XMM-Newton	76
	Imagerie	77
	Analyse temporelle	78
	Astrométrie	81
	Spectroscopie	83
	Discussion	86
5.2.2	VLT/NACO	88
5.2.3	VLT/VISIR	89
	Imagerie et astrométrie	91
	Courbe de lumière	92
	Limite supérieure	94

5.2.4	INTEGRAL	96
	Limite supérieure et courbes de lumière	97
	Mosaïques cumulées	98
	Discussion	99
5.3	Modélisation	99
5.3.1	Rappels	100
	L'émission synchrotron	100
	L'émission Compton inverse	101
5.3.2	Ajustement de la SED	102
	Synchrotron self-Compton	103
	Compton inverse externe	106
	Synchrotron avec cassure	107
5.4	Résumé	107
5.5	Campagne 2008	108
6	La campagne d'observations 2009	111
6.1	Introduction	111
6.2	Observations et analyses	112
6.2.1	XMM-Newton	112
6.2.2	VLT/NACO	113
	Prise des données	113
	Exploitation des données	115
6.2.3	APEX	116
6.2.4	Fermi	117
6.3	Courbes de lumière	118
6.3.1	Infrarouge proche	118
6.3.2	Rayons X	123
6.3.3	Submillimétrique	124
6.3.4	Rayons γ de haute énergie	126
6.4	Couleurs infrarouges	126
6.5	Modélisation	130
6.5.1	Rappels sur le modèle d'expansion	130
6.5.2	Modèles pour le Flare A	132
	Modèle I	132
	Modèle II	133
	Modèle III	133
	Discussion	136
6.5.3	Modèles pour le Flare B	137
6.6	Résumé	138
III	Les Sursauteurs X	141
7	Introduction aux sursauteurs X	143
7.1	Introduction	143
7.2	Quelques éléments d'histoire	145
7.3	Phénoménologie	146
7.4	Les réactions nucléaires explosives	149
7.4.1	Rappels	150
7.4.2	Les régimes de fusion	151
	(a) $\dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 10^{-6}$	151

(b)	$10^{-6} \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 0.01$	151
(c)	$0.01 \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 0.1$	152
(d)	$0.1 \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 1$	153
(e)	$1 \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}}$	153
7.5	Motivations	153
7.6	Cette thèse	154
8	Deux sursauteurs courts du centre Galactique	155
8.1	Introduction	155
8.2	GRS 1741.9–2853	156
8.2.1	Histoire de GRS 1741.9–2853 entre 1990 et 2004	156
8.2.2	Les éruptions de 2005 et 2007	157
8.2.3	Observations et analyses	158
INTEGRAL		158
XMM-Newton		159
Swift		159
8.2.4	Résultats	161
INTEGRAL		162
XMM-Newton		164
Swift		166
8.2.5	Discussion	171
8.3	AX J1745.6–2901	173
8.3.1	Histoire de AX J1745.6–2901 dans les années 90	174
8.3.2	L'éruption de 2006	174
8.3.3	L'éruption de 2007–2008	174
8.3.4	Résultats préliminaires	174
Obscurations partielles		175
Eruptions		175
Sursauts X		179
8.4	Résumé	180
IV	Conclusion	181
9	Bilan et perspectives	183
9.1	Sagittarius A*	183
9.1.1	Synthèse	183
9.1.2	Activité passée du trou noir	184
9.1.3	Perspectives du domaine	184
9.2	Les sursauteurs X	187
9.2.1	Synthèse	187
9.2.2	Deux sursauteurs longs	187
9.2.3	Perspectives du domaine	188
9.3	Epilogue	189
V	Annexes	191
A	Articles	193
A.1	Articles principaux	193
A.1.1	Campagne 2007	193
A.1.2	Campagne 2009	193

A.1.3	Le sursauteur GRS 1741.9–2853	193
A.2	Autres publications	194
A.2.1	Sgr A*	194
A.2.2	Nuages moléculaires	194
A.2.3	Sursauteurs longs	194
A.2.4	Tycho	195
B	Abréviations courantes	197
B.1	Observatoires	197
B.2	Divers	198
	Références	202

Table des figures

1.1	Schéma d'un trou noir accrétant	6
1.2	Silhouette relativiste d'un trou noir	7
1.3	Cyg A et schéma d'un AGN	8
1.4	Les trous noirs stellaires connus	10
1.5	Equation d'état des étoiles à neutrons	13
1.6	Anatomie d'une étoile à neutrons	14
1.7	Diagramme $P-\dot{P}$ des pulsars	16
2.1	Le spectre électromagnétique	22
2.2	L'extinction interstellaire	24
2.3	L'absorption atmosphérique	25
2.4	La transparence atmosphérique en IR et submm	27
2.5	Les satellites <i>XMM-Newton</i> , <i>INTEGRAL</i> et <i>Fermi</i>	28
2.6	Le <i>VLT</i>	33
2.7	Le télescope <i>APEX</i>	35
3.1	Schémas de la Voie Lactée	38
3.2	Le bulbe Galactique en visible	39
3.3	Forme de la Voie Lactée par W. Herschel	41
3.4	Le centre Galactique à 90 cm	42
3.5	Les degrés centraux en visible et proche infrarouge	44
3.6	Le centre Galactique en infrarouge moyen et proche	45
3.7	Le centre Galactique en X mous	46
3.8	Le centre Galactique en X durs	49
3.9	Le centre Galactique au GeV	51
3.10	Le centre Galactique au TeV	52
4.1	Le complexe Sgr A en radio	56
4.2	Le disque circumnucléaire	57
4.3	Le complexe Sgr A en proche infrarouge	61
4.4	L'amas d'étoiles S	62
4.5	Les échelles de tailles autour de Sgr A*	64
4.6	La taille de Sgr A* en radio	66
4.7	Le complexe Sgr A en rayons X	67
4.8	SED de Sgr A*	69
5.1	Journal de la campagne 2007	76
5.2	Le centre Galactique en 2007 par <i>XMM-Newton</i>	78
5.3	Evénements de haute énergie dans le PN	79

5.4	Courbes de lumière X de Sgr A* en avril 2007	80
5.5	Image <i>XMM-Newton</i> avant et pendant le Flare 2	81
5.6	Courbe de lumière et périodogramme du Flare 2	82
5.7	Sources astrométriques d' <i>XMM-Newton</i>	84
5.8	Spectre X du Flare 2	87
5.9	Spectres déconvolués et redressés du Flare 2	87
5.10	Contours de l'ajustement du Flare 2	88
5.11	Le centre Galactique en avril 2007 par NACO et VISIR	89
5.12	Image NACO avant et pendant le Flare 2	90
5.13	Gros plan sur le centre Galactique en MIR	92
5.14	Sources astrométriques en infrarouge	93
5.15	Recherche du Flare 2 en MIR	94
5.16	Simulation d'un flare de Sgr A* dans les données VISIR	95
5.17	Le centre Galactique en 2007 par <i>INTEGRAL</i>	97
5.18	Courbes de lumière du 4 avril 2007	98
5.19	SED du Flare 2	102
5.20	Courbe de lumière X de la campagne 2008	109
6.1	Le centre Galactique en avril 2009	113
6.2	Courbe de lumière NACO du 1 ^{er} avril 2009	115
6.3	Courbe de lumière LABOCA du 1 ^{er} avril 2009	117
6.4	Carte du centre Galactique avec <i>Fermi/LAT</i>	118
6.5	Courbe de lumière <i>Fermi</i> à long terme	119
6.6	Courbes de lumière du 1 ^{er} avril 2009	119
6.7	Courbes de lumière du 3 avril 2009	120
6.8	Courbes de lumière du 5 avril 2009	121
6.9	Relation des flux au pic X et NIR	124
6.10	Courbe de lumière NIR et indices spectraux du 3 avril	127
6.11	Schéma du modèle de van der Laan (1966)	131
6.12	Courbes de lumière et SED du modèle I	134
6.13	Courbes de lumière et SED du modèle II	135
6.14	Courbes de lumière et SED du modèle III	136
6.15	SED du Flare B	138
7.1	Schéma d'une binaire X de faible masse	144
7.2	Profil temporel d'un sursaut X	146
7.3	Différences spectrales entre les sursauts X et gamma	147
7.4	Durées des sursauts X	148
7.5	Simulation d'une détonation d'hélium	150
7.6	Conditions d'allumage des sursauts X	152
8.1	Histoire de la luminosité X de GRS 1741.9–2853	159
8.2	Le centre Galactique au printemps 2007	160
8.3	Les éruption des GRS 1741.9–2853 en 2005 et 2007	163
8.4	Courbes de lumière des sursauts de JEM-X	164
8.5	Courbe de lumière de GRS 1741.9–2853 en avril 2007	166
8.6	Evolutions spectrales des sursauts 14 et 15	167
8.7	Courbes de lumière des sursauts <i>Swift</i>	168
8.8	Courbes de lumière <i>Swift/XRT</i> d'AX J1745.6–2901	175
8.9	Courbes de lumière <i>XMM-Newton</i> d'AX J1745.6–2901	176
8.10	Courbes de lumière <i>Chandra</i> et <i>Suzaku</i> d'AX J1745.6–2901	177
8.11	Courbe de lumière JEM-X d'AX J1745.6–2901	178

9.1 Echos X dans les nuages moléculaires 185
9.2 SLX 1737–282 et 1RXHJ173523.7–354013 188
9.3 Phase terminale d’une EMRI 190

Liste des tableaux

2.1	Performances d' <i>XMM-Newton</i> et <i>INTEGRAL</i>	29
5.1	Journal d' <i>XMM-Newton</i> pendant la campagne 2007	77
5.2	Sources astrométriques d' <i>XMM-Newton</i>	83
5.3	Ajustement spectral du Flare 2	85
5.4	Journal de <i>VLT/VISIR</i> pendant la campagne 2007	91
5.5	Journal d' <i>INTEGRAL</i> pendant la campagne 2007	96
5.6	Paramètres des ajustements spectraux du Flare 2	104
6.1	Journal de la campagne 2009	112
6.2	Propriétés des flares X/NIR	122
6.3	Retards des éruptions submm	125
6.4	Mesures spectrales des flares en NIR	129
6.5	Solutions des équations 6.8 et 6.7	132
6.6	Paramètres des modèles pour les Flares A et B	133
8.1	Histoire du flux de GRS 1741.9–2853	157
8.2	Journaux des observations d' <i>XMM-Newton</i> /PN et <i>Swift</i> /XRT	161
8.3	Ajustements du spectre persistant de GRS 1741.9–2853	165
8.4	Paramètres des sursauts de GRS 1741.9–2853	170
8.5	Paramètres des sursauts d'AX J1745.6–2901	179

PREMIÈRE PARTIE

Introduction

Chapitre – 1

Objets compacts et accrétion

Sommaire

1.1	Les trous noirs	3
1.2	Les naines blanches	12
1.3	Les étoiles à neutrons	13
1.4	Accrétion sur les objets compacts	15

AU cours des trois derniers siècles, l'idée que le ciel renferme des objets à la compacité vertigineuse (trous noirs, étoiles à neutrons, naines blanches) s'est progressivement imposée, à tel point qu'aujourd'hui, ces derniers sont omniprésents dans l'astrophysique des hautes énergies. Ils ont l'avantage de présenter des conditions physiques extrêmes que l'on ne peut pas reproduire en laboratoire. Ils posent également des problèmes théoriques à la frontière entre la relativité générale et la mécanique quantique. Ce chapitre se veut un rapide état de l'art de nos connaissances observationnelles et théoriques des manifestations des objets compacts célestes. (J'insisterai particulièrement sur les trous noirs et les étoiles à neutrons, car nous en examinerons plusieurs spécimens Galactiques dans la suite de ce manuscrit.) Pour une présentation exhaustive et formelle du sujet, le lecteur est invité à consulter l'ouvrage de référence de Shapiro and Teukolsky (1983). On trouvera également une approche chronologique, très documentée, dans celui de Thorne (1994).

1.1 Les trous noirs

1.1.1 Préhistoire du trou noir

« Si l'espace était fini, toute la matière tendrait, par gravité, à tomber au centre. »

— Isaac NEWTON

Ces premières angoisses dont Newton fait état dans sa correspondance avec Richard Bentley dès 1692, sont relatives à la stabilité de l'Univers tout entier. Mais au XVIII^{ème} siècle, les nouveaux experts de la gravitation ne tarderont pas à découvrir d'autres conséquences inquiétantes

dans la théorie Newtonienne. C'est le révérend anglais John Michell qui, le premier, soulève le problème des « astres obscurs » dans un article datant de 1783. Il y envisage la possibilité de corps célestes au pouvoir attracteur si grand qu'ils devraient emprisonner leur propre lumière :

If the semi-diameter of a sphere of the same density as the Sun were to exceed that of the Sun in the proportion of 500 to 1, a body falling from an infinite height towards it would have acquired at its surface greater velocity than that of light, and consequently supposing light to be attracted by the same force in proportion to its vis inertiae (inertial mass), with other bodies, all light emitted from such a body would be made to return towards it by its own proper gravity.

Quelques années plus tard, dans son *Exposition du système du monde* paru en 1796, Pierre Simon de Laplace développe indépendamment une thèse assez similaire. A l'inverse de Michell qui considère un corps de densité solaire et de taille 500 fois plus grande que celle du Soleil, il préfère une densité terrestre et une dimension 250 fois plus grande :

Il existe donc dans les espaces célestes, des corps obscurs aussi considérables, et peut-être en aussi grand nombre, que les étoiles. Un astre lumineux de même densité que la Terre et dont le diamètre serait 250 fois plus grand que celui du Soleil, ne laisserait en vertu de son attraction, parvenir aucun de ses rayons jusqu'à nous ; il est donc possible que les plus grands corps lumineux de l'univers, soient par cela même, invisibles.

Michell et Laplace sont ainsi les précurseurs du concept de « trou noir supermassif » que nous détaillerons un peu plus loin. Dans une formulation plus moderne, leur idée commune repose sur la notion de vitesse de libération, v_{lib} , qui définit la vitesse limite qu'il faut communiquer à un corps de masse m afin qu'il s'arrache à l'attraction gravitationnelle d'un astre de masse M et de rayon R , depuis sa surface. Elle s'obtient aisément en annulant l'énergie mécanique de ce premier corps, somme de son énergie cinétique et potentielle :

$$\frac{1}{2} m v_{\text{lib}}^2 - \frac{GMm}{R} = 0 \implies v_{\text{lib}} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}. \quad (1.1)$$

Cette vitesse, qui s'élève à 11.2 km s^{-1} (soit 40289 km h^{-1}) sur Terre, croît directement avec la compacité de l'astre en question¹ :

$$\mathcal{C} = \frac{M}{R}. \quad (1.3)$$

Dans le cas hypothétique où \mathcal{C} excède les $6.7 \times 10^{26} \text{ kg m}^{-1}$, la vitesse de libération est supérieure à la célérité c et, par conséquent, la lumière doit demeurer prisonnière de l'astre, ce dernier devenant obscur... Ces « trous noirs préhistoriques » sont néanmoins rapidement tombés dans l'oubli. La théorie newtonienne présuppose, en effet, un statut corpusculaire pour la lumière, supplanté par celui d'onde électromagnétique au XIX^{ème} siècle. Il faut attendre le début du XX^{ème} siècle pour que, d'une part, la lumière retrouve un caractère particulière avec la théorie des quanta et que, d'autre part, la théorie de la relativité générale formalise l'emprise de la gravitation sur les photons.

¹ Il est également commode de définir le facteur de compacité adimensionné :

$$\Xi = \frac{GM}{c^2 R}. \quad (1.2)$$

$\Xi = 0.5, 0.2, 10^{-4}, 10^{-6}, 10^{-10}$ pour un trou noir, une étoile à neutrons, une naine blanche, le Soleil et la Terre, respectivement. Par convention, un objet astrophysique est dit « compact » quand $\Xi \geq 10^{-4}$.

1.1.2 Le trou noir relativiste

« There is a magic circle which no measurement can bring us inside. It is not unnatural that we should picture something obstructing our closer approach and say that a particle of matter is filing up the interior. »

— Arthur EDDINGTON
Space, Time and Gravitation (1920)

A la suite de la parution des équations maîtresses de la relativité générale (Einstein 1915), Karl Schwarzschild, alors engagé sur le front Russe de la première guerre mondiale, cherche une solution aux équations de champ dans le cas d'une distribution sphérique de masse. Il abouti ainsi à la métrique qui porte aujourd'hui son nom (Schwarzschild 1916) :

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) . \quad (1.4)$$

Cette métrique comporte une singularité apparente au rayon $r = R_S$, avec :

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} = 2R_g \approx 3 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ km} , \quad (1.5)$$

et $R_g = GM/c^2$, le « rayon gravitationnel ». Ceci traduit le fait qu'un photon partant de $r = R_S$ est infiniment décalé vers le rouge lorsqu'il est observé depuis l'infini. Ce rayon, dit « rayon de Schwarzschild », délimite par conséquent une zone de l'intérieur de laquelle aucun photon ne peut s'échapper : l'horizon des événements. (Il est intéressant de noter que le rayon de l'horizon relativiste prend la même valeur que le rayon de l'astre obscur Newtonien en imposant $v_{\text{lib}} = c$ dans l'équation 1.1.) En réalité, cette singularité n'est qu'apparente et disparaît après un bon changement de coordonnées (Lemaître 1933). En revanche, il est une singularité en $r = 0$ qui subsistera toujours, du moins tant que nous ne serons pas en possession d'une théorie quantique de la gravitation. En partant d'une masse sphérique en effondrement, Oppenheimer and Snyder (1939) ont étudié comment cette singularité émerge en se cachant derrière un horizon. Thorne (1970) a montré, du reste, que tout objet compacité à l'intérieur de son rayon de Schwarzschild devait nécessairement s'écrouler en un point, quelle que soit sa forme de départ. Ce genre d'articles marque l'âge d'or des trous noirs théoriques survenu dans les années 60–70, époque à laquelle l'appellation « trou noir² » s'est imposée dans la communauté (Ruffini and Wheeler 1971), même si, en France, on lui a préféré, pendant un certain temps, l'expression « astre occlus ».

Quand la singularité tourne sur elle-même, il faut recourir à une nouvelle métrique comme l'a proposé Kerr (1965). La singularité centrale prend alors la forme d'un anneau au coeur de l'horizon et la morphologie de ce dernier évolue. Soit a le paramètre de spin adimensionné du trou noir :

$$a = \frac{J}{J_{\text{max}}} , \quad (1.6)$$

avec J le moment angulaire et $J_{\text{max}} = GM^2/c$. Compte tenu de cette définition, $a \in [0, 1]$, les deux extrema correspondant à un trou noir de Schwarzschild ($a = 0$) et de Kerr ($a = 1$), et le rayon de l'horizon du trou noir en rotation s'écrit :

$$R_\bullet = R_g \left(1 + \sqrt{1 - a^2}\right) . \quad (1.7)$$

² Cette dénomination a été forgée par John Archibald Wheeler qui s'est éteint en 2008 (Misner 2009).

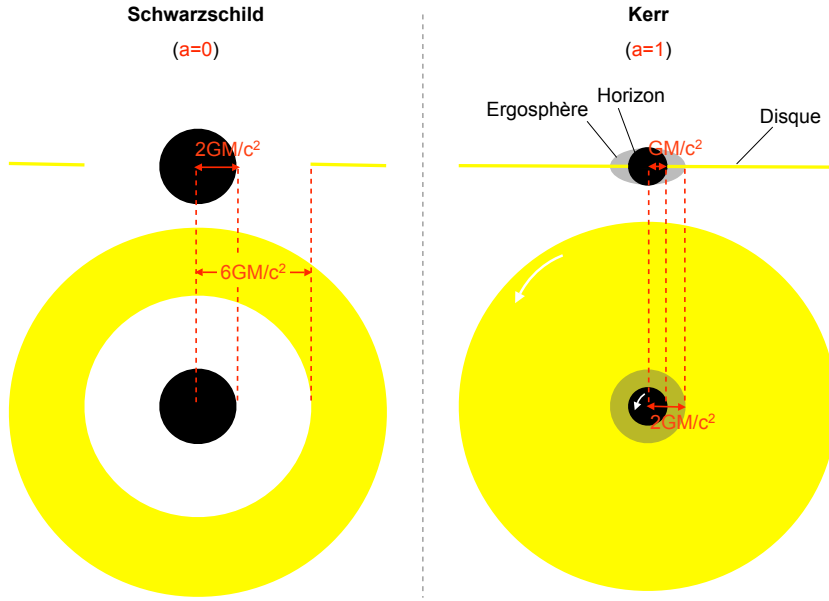


Figure 1.1 — Schéma d'un trou noir accréant, ceinturé par un disque d'accréation prograde, vu de face (*haut*) et de côté (*bas*). Dans le cas d'un trou noir de Schwarzschild (*gauche*), le disque est tronqué à $r = 6R_g$, tandis que dans le cas d'un trou noir de Kerr (*droite*), il s'étend jusqu'à l'horizon.

Cet horizon s'habille, par ailleurs, d'une zone ovoïde aplatie aux pôles, dans laquelle aucun corps ne peut se maintenir statique vis-à-vis d'étoiles lointaines. On appelle cette région « l'ergosphère » (Fig. 1.1), en référence à un travail de Penrose (1969) prouvant qu'il est théoriquement possible d'extraire de l'énergie (de rotation) du trou noir dans cette portion d'espace-temps, irrémédiablement entraînée par la giration de la singularité (effet Lense-Thirring).

Etant donnée la forte courbure spatio-temporelle qu'engendre un trou noir, un effet de lentillage gravitationnel conséquent apparaît dans son voisinage. De fait, le rayon apparent d'un objet de rayon r , situé derrière un trou noir de Schwarzschild et centré sur lui, est donné par (e.g. Doeleman et al. 2008) :

$$R_{\text{app}} = \begin{cases} \frac{3\sqrt{3}}{2}R_S & \text{pour } r \leq 1.5R_S \\ \frac{r}{\sqrt{1-R_S/r}} & \text{pour } r > 1.5R_S \end{cases} \quad (1.8)$$

Dans cette expression, $1.5R_S$ représente le rayon de la dernière orbite stable des photons. Le diamètre apparent d'un trou noir de Schwarzschild est donc $5.2R_S$, ce qui se convertit en un diamètre angulaire apparent à la distance d :

$$\theta_{\bullet} = 3\sqrt{3} \frac{R_S}{d} \approx \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-1} \times 10^{-4} \mu\text{as} . \quad (1.9)$$

Il découle du théorème d'unicité énoncé par Israël, Carter, Hawking et d'autres au début des années 70, qu'un trou noir est entièrement déterminé par trois paramètres : sa masse M , son spin a et sa charge Q (un trou noir chargé, de spin nul, est qualifié de « Reissner-Nordström »). Dans un souci de visualisation, j'ai placé en Figure 1.2 une simulation numérique de la silhouette d'un trou noir dans les trois cas suivants :

- *un trou noir de Schwarzschild* (gauche, Luminet 1979). Un trou noir ne projette pas d'ombre derrière lui et donc n'occulte pas l'arrière plan. Au contraire, il multiplie les

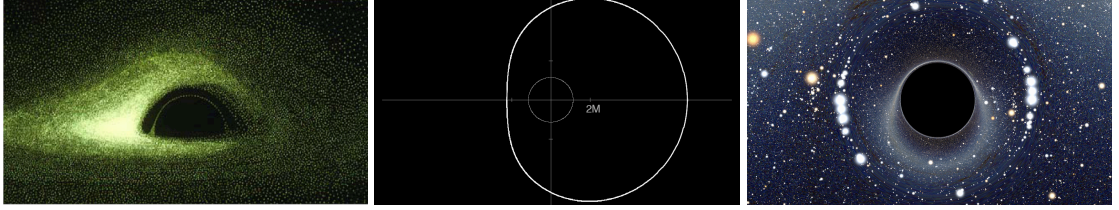


Figure 1.2 — Apparence d’un trou noir de Schwarzschild (*gauche*), de Kerr (*milieu*) et de Reissner-Nordström (*droite*). Simulations par J.-P. Luminet, A. de Vries et A. Riazuelo, respectivement. (Cf. texte pour plus de détails.)

images par un effet de mirage gravitationnel et donne accès à la fois au-dessus et au-dessous de tout le disque d’accrétion (§ 1.4).

- *un trou noir de Kerr* (milieu, d’après le logiciel libre de A. de Vries³). Comme dans le cas précédent, la surface apparente du trou noir (délimitée par le trait blanc épais) est plus grande que la taille de l’horizon à proprement parlé (cercle gris au centre), mais elle est asymétrique et décentrée. Ici $a = 1$ et la longueur $2M$ correspond à $2R_g$ dans les coordonnées réduites de Boyer-Lindquist ($c = G = 1$).
- *un trou noir de Reissner-Nordström* (droite, par A. Riazuelo⁴). En notant $c = G = 4\pi\epsilon_0 = 1$, le rayon de l’horizon s’exprime : $R_\bullet = M + \sqrt{M^2 - Q^2}$, tant que $|Q| < M$. Ici $Q = 0.5M$. (Dans le cas improbable où $|Q| > M$, on devrait avoir affaire à une singularité nue.)

En relativité générale, un corps ne peut pas se maintenir sur une orbite stable lorsqu’il est trop proche de l’horizon. Le rayon de la dernière orbite stable circulaire (Innermost Stable Circular Orbit, ISCO) se calcule par la formule :

$$R_{\text{isco}} = R_g \left[3 + B \pm \sqrt{(3 - A)(3 + A + 2B)} \right] \quad (1.10)$$

avec, d’après Bardeen (1973),

$$A = 1 + \sqrt[3]{1 - a^2} \left(\sqrt[3]{1 + a} + \sqrt[3]{1 - a} \right) \quad \text{et} \quad B = \sqrt{3a^2 + A^2}. \quad (1.11)$$

Le signe « \pm » dans l’équation 1.10 dépend du sens de parcours de l’orbite à l’ISCO : prograde (–) ou rétrograde (+). Dans les cas limites (progrades), on trouve $R_{\text{isco}}^{\text{Sch}} = 6R_g = 3R_\bullet$ et $R_{\text{isco}}^{\text{Kerr}} = R_g = R_\bullet$ (Fig. 1.1). Enfin, la période Képlérienne à l’ISCO est donnée par :

$$T_{\text{isco}} = 2\pi \sqrt{\frac{R_{\text{isco}}^3}{GM}}. \quad (1.12)$$

1.1.3 Le trou noir céleste

Après la seconde guerre mondiale, deux nouvelles astronomies ont vu le jour : l’astronomie radio et l’astronomie X (§ 3.4 et 3.6). Elles ont, chacune, amené à la découverte d’une famille de trous noirs célestes : les trous noirs supermassifs et les trous noirs stellaires, respectivement. Nous allons le voir notamment par le prisme de deux objets emblématiques de la région du Cygne : Cygnus A et Cygnus X–1.

³ <http://www.math-it.org/Mathematik/Astronomie/schatten.html>

⁴ <http://www2.iap.fr/users/riazuelo/bh/index.html>

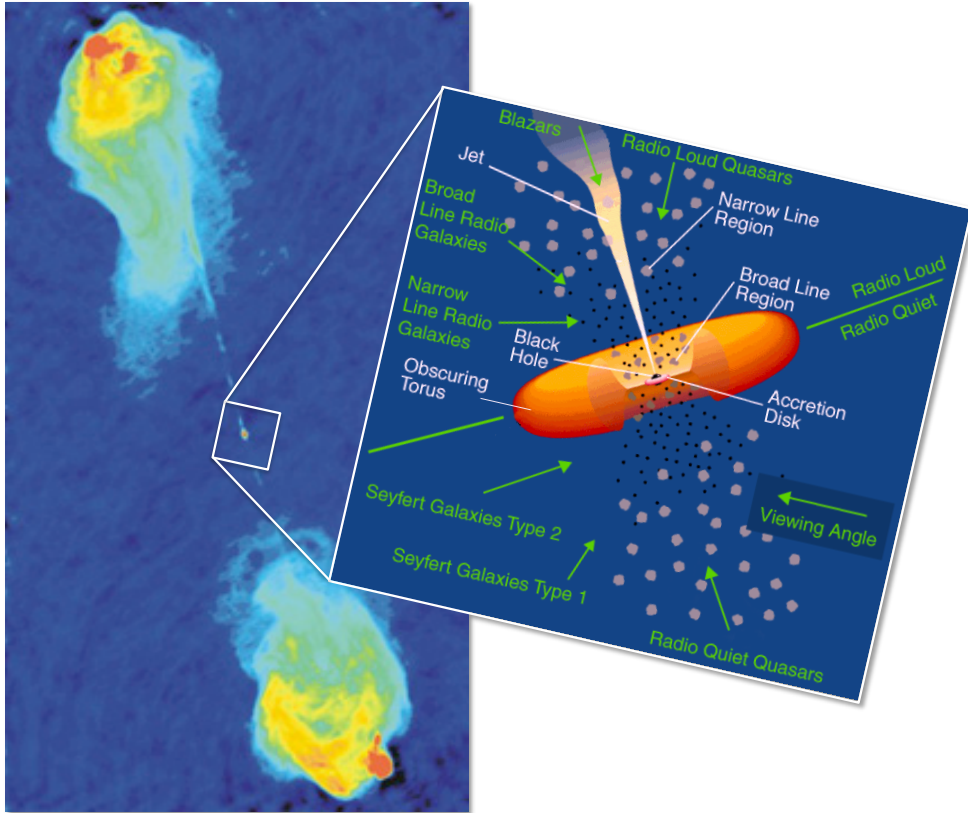


Figure 1.3 — (Droite) Carte de Cyg A par le *Very Large Array* (VLA) à 6 cm (Perley et al. 1984). (Gauche) Vue éclatée schématique du noyau. On y distingue toutes les composantes de l'accréation/éjection autour d'un trou noir supermassif. L'angle selon lequel on observe le système expliquerait l'éventail des AGN comme l'indiquent les flèches vertes. Cyg A appartient à la catégorie des galaxies radio loud-Narrow Line Region (FR II). Adapté d'un schéma de M. Urry.

Les trous noirs supermassifs

Bien que Seyfert (1943) ait montré l'existence d'un certain nombre de galaxies aux noyaux actifs (Active Galactic Nuclei, AGN), ce domaine de recherche n'a pris son envol que dans les années 50 avec la publication des catalogues de radio sources de Cambridge (e.g. Ryle et al. 1950). Baade and Minkowski (1954) ont alors apporté la preuve que certaines de ces sources d'ondes radio sont des galaxies proches, telles Cyg A (3C 405 dans le troisième catalogue de Cambridge, Edge et al. 1959) et Vir A (M 87)⁵. Une image moderne de Cyg A est reproduite sur la Figure 1.3 (gauche). On y discerne un noyau compact, un jet bipolaire collimaté et deux lobes étendus, des ingrédients que l'on retrouve également dans les cartes radio de Vir A.

Par ailleurs, d'autres radio sources compactes du catalogue 3C ont été identifiées optiquement sous la forme de sources quasi-stellaires : les « quasars ». A travers l'étude du spectre optique du quasar 3C 273, Maarten Schmidt a compris en 1963 que ces astres sont très fortement décalés vers le rouge par l'effet Doppler cosmologique et donc situés aux confins de l'univers observable. De fait, vu leur éclat, ils doivent afficher une luminosité visible intrinsèque considérable ($\sim 10^{46}$ erg s⁻¹). De surcroît, il a été montré que ces quasars sont rapidement variables dans le temps, ce qui renforce leur compacité. Quelques temps plus tard, Sandage (1965) a repéré des quasars silencieux en radio (« radio quiet »), élargissant ainsi la famille des AGN (Cf. Collin 2006 pour un récit détaillé de ces différents épisodes).

⁵ La nomenclature des radio sources (Cyg A, Cyg B, Cyg C, etc) a été introduite par Bolton (1948).

Les AGN sont aujourd'hui subdivisés en deux grandes catégories :

- Les « *radio quiet* ». 90% des AGN n'ont pas de jet apparent et occupent essentiellement des galaxies spirales. Dans un ordre de luminosité croissant, on trouve les LLAGN (Low-Luminosity AGN), les LINER (Low-Ionization Nuclear Emission line Regions), les galaxies de Seyfert⁶ et les quasars silencieux en radio.
- Les « *radio loud* ». Il s'agit de 10% des AGN. Un jet est toujours plus ou moins apparent et la galaxie hôte est traditionnellement de nature elliptique. On parle de « quasar » quand la source est ponctuelle et de « galaxie radio » autrement. Une classification courante pour ces dernières est celle de Fanaroff-Riley. Les FR I présentent un jet peu collimaté (e.g. Vir A), alors que les FR II émettent un jet très étroit se terminant par des lobes brillants (e.g. Cyg A). Une autre nomenclature se base sur le spectre : les BLR (Broad Line Region) et NLR (Narrow Line Region), aux raies larges et étroites, comme leurs noms l'indiquent. Enfin, il faut citer les « blazars » (contraction de BL Lac et quasar), qui sont des sources très variables et affichent parfois des éjections de nodules supraluminiques. On sépare deux classes : (i) les BL Lac(ertides) sans raies d'émission et (ii) les FSRQ (Flat Spectrum Radio Quasar) avec des raies d'émission intenses.

Pour réduire la pluralité de ces objets, il existe aujourd'hui un modèle d'unification qui remporte globalement l'adhésion de la communauté (Urry and Padovani 1995). Il repose, pour l'essentiel, sur la géométrie du système comme l'indique la Figure 1.3 (droite). On observe également sur ce schéma la source d'énergie présumée des AGN, c'est-à-dire un trou noir accrétant et « supermassif », de $10^6-10^7 M_{\odot}$ (Salpeter 1964, Zel'Dovich 1965, Lynden-Bell 1969). L'existence d'un disque d'accrétion chaud à grande échelle dans les AGN a été établi notamment par l'observation de bosses bleues-UV thermiques dans les spectres (§ 1.4.3). On pense désormais qu'un trou noir supermassif réside au centre de chaque galaxie, y compris la nôtre (Chap. 4).

Le fait que ces trous noirs siègent dans les noyaux des galaxies est relativement naturel, puisque c'est là que la matière a tendance à s'accumuler. Cela étant dit, on ne sait toujours pas comment ces astres se sont formés au départ. Ont-ils précédé les galaxies ou, au contraire, ont-ils procédé de ces dernières ? Une chose est sûre, les trous noirs ont co-évolué avec leurs galaxies hôtes, car on connaît plusieurs corrélations entre les masses des trous noirs supermassifs et certains paramètres (masse totale, luminosité, dispersion de vitesse) des bulbes qui les hébergent.

Les trous noirs stellaires

« The visibility of thousands of stars is no argument against the invisibility of countless others. »

— Friedrich BESSEL

Contrairement à leurs confrères supermassifs, les trous noirs stellaires ($< 100 M_{\odot}$) ont été prédits, avant leur observation, à travers l'étude théorique de la masse limite des étoiles à neutrons ($\sim 3 M_{\odot}$, § 1.3). Ils n'ont, cependant, été pris au sérieux qu'au début des années 70, grâce à la source de haute énergie Cygnus X-1, dénichée par Bowyer et al. (1965). Il s'agit d'un système binaire de période égale à 5.6 jours, dont on peut observer en optique l'un des deux membres : l'étoile supergéante bleue HDE 226868. L'autre membre du duo est vraisemblablement un objet

⁶ On sépare les galaxies de Seyfert de type I (dont les spectres arborent des raies larges et étroites) et de type II (avec seulement des raies étroites). Ces galaxies de Seyfert ont donné lieu à une riche phénoménologie autour de raies X du Fer, probablement élargies par des effets relativistes dans les parages d'un trou noir supermassif central (Fabian 2009).

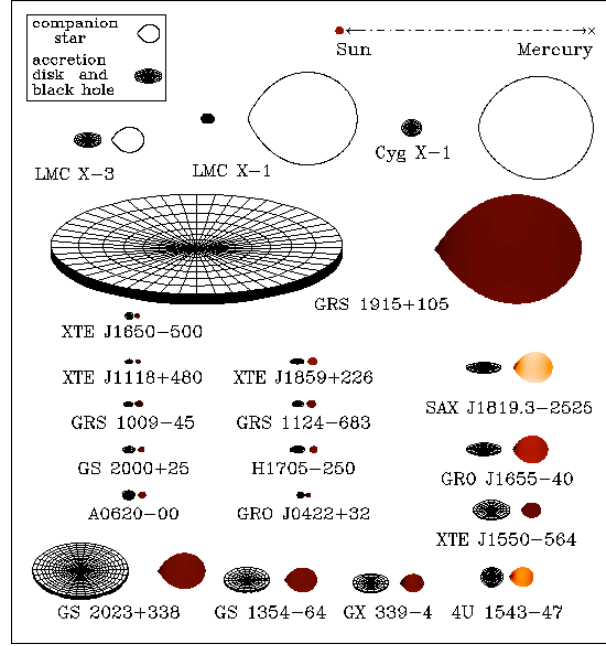


Figure 1.4 — Liste des candidats trous noirs stellaires connus. Figure par J. Orosz.

compact aspirant de la matière à la supergéante et suscitant le rayonnement de haute énergie observé. Les variations soudaines de ce rayonnement (~ 1 ms) attestent d'ailleurs de la compacité de la région émissive (~ 300 km) par un argument de causalité. Webster and Murdin (1972) et Bolton (1972) ont pu prouver, indépendamment, que la masse de l'objet compact est de l'ordre de $10 M_{\odot}$, ce qui dépasse amplement la masse maximale des étoiles à neutrons. Ainsi, comme l'a affirmé E. Salpeter : « un trou noir dans Cyg X-1 est l'hypothèse la plus conservatrice ».

Soit M_1 la masse d'un objet compact et M_2 la masse de son étoile compagne dans un système binaire semi-détaché (Chap. 7). On définit alors la fonction de masse du couple stellaire par :

$$\mathcal{F}(M_1, M_2, i) = \frac{(M_1 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (1.13)$$

où i est l'angle d'inclinaison du système. On remarque, d'une part, que l'inégalité $M_1 \geq \mathcal{F}(M_1, M_2, i)$ est toujours vérifiée, si bien que la fonction de masse représente une limite inférieure de la masse de l'objet compact. D'autre part, on peut montrer que :

$$\mathcal{F}(M_1, M_2, i) = \frac{K^3 \mathcal{P}}{2\pi G}, \quad (1.14)$$

avec \mathcal{P} la période orbitale et K la demi-amplitude de la vitesse de l'étoile compagne (projetée sur la ligne de visée). Il est possible d'accéder à ces deux paramètres par l'observation (par exemple, via la période d'éclipses X et un effet Doppler périodique sur les raies d'émission de l'étoile compagne, respectivement). Cette méthode a ainsi permis d'identifier 20 candidats trous noirs stellaires dans notre Galaxie et les Nuages de Magellan (Cyg X-1 en tête), dont on trouvera une liste illustrée en Figure 1.4 (voir également Remillard and McClintock 2006)⁷.

Ce tableau de chasse est cependant encore bien maigre devant la centaine de millions de trous noirs attendus dans la Voie Lactée comme produits ultimes de l'évolution des étoiles de plus de $25 M_{\odot}$. Parmi ces 20 binaires X, 3 possèdent une étoile compagne de forte masse

⁷ D'autres binaires X (dont on ne connaît pas les fonctions de masse) sont aussi soupçonnées d'abriter potentiellement un trou noir, car elles ne présentent ni sursauts X (Chap. 7), ni pulsations X cohérentes (§ 1.3), deux signatures caractéristiques de la surface solide d'une étoile à neutrons.

(HMXB, High-Mass X-ray Binary) (Cyg X-1, LMC X-1, et LMC X-3) et 17 une étoile compagnon de faible masse (LMXB, Low-Mass X-ray Binary). Ces LMXB sont toutes transitoires et sujettes à de violentes éruptions ; on parle parfois de « novae X » à leur sujet (Goldwurm 2006a). Lors de leurs éruptions, elles émettent souvent des jets relativistes, tels des quasars miniatures, d'où leur nom : les « microquasars » (Mirabel et al. 1992)⁸. L'avantage de ces microquasars sur leur répliques au cœur des AGN est de varier extrêmement brièvement, ce qui permet de sonder, sur des temps raisonnables, les différents états du couple accrétion (disque multicolore, couronne) / éjection (jet compact, éjections discrètes) à l'œuvre dans ces astres (Fender 2010).

Des trous noirs hypothétiques

« Créons les[, ces mini-trous noirs], faisons les jaillir dans les caves du CERN ! »

— Michel CASSÉ

Les trous noirs en pleine lumière (2009)

Nul besoin, a priori, qu'un corps possède une masse spécifique pour imaginer le transformer en trou noir, pourvu qu'on puisse le compacifier suffisamment. Deux nouvelles familles de trous noirs ont ainsi été envisagées : des trous noirs célestes, de masses intermédiaires entre les supermassifs et les stellaires ($10^{2-5} M_{\odot}$) et des trous noirs terrestres, issus de collisions entre des particules élémentaires :

- *Les trous noirs intermédiaires* : plusieurs sources X dépassant la luminosité d'Eddington (§ 1.4.2) d'un objet compact stellaire (Ultra-Luminous X-ray source, ULX) ont été décelées dans d'autres galaxies (Fabbiano 2004). Elle pourraient traduire l'existence de disques d'accrétion autour d'objets de quelques milliers de masses solaires, ces derniers ayant peut-être été produits par coalescences multiples de trous noirs stellaires. Les amas d'étoiles en seraient des sites de formation privilégiés (§ 4.5.2).
- *Les mini-trous noirs* : Pour espérer fabriquer un mini-trou noir en projetant deux particules l'une contre l'autre, il faut se placer dans un régime dans lequel la gravitation est commensurable avec les autres interactions. Typiquement, il s'agit d'atteindre l'énergie de Planck ($\sqrt{c^5 \hbar / G} \approx 10^{28}$ eV), clairement inaccessible en accélérateur. Or, des théories à base de dimensions supplémentaires stipulent que la gravitation ne se « diluerait » pas dans l'espace en r^{-2} , mais r^{-3} par exemple dans un cas à 4 dimensions d'espace, ce qui aurait pour effet de renforcer la gravitation à courte échelle, dans une domaine où elle est mal mesurée. On pourrait ainsi escompter la formation de mini-trous noirs vers 10 TeV via le *LHC* (*Large Hadron Collider*) du CERN. Bien sûr, cela n'a pas manqué de susciter des polémiques⁹, mais si l'on en croit la thermodynamique des mini-trous noirs, un mécanisme d'évaporation élaborée par Hawking (1974) devrait les faire disparaître en un éclair. Et s'ils ne s'évaporent pas ? Alors, en raison des collisions du rayonnement cosmique dans la haute atmosphère, il doit s'abattre une pluie de mini-trous noirs sur Terre tous les jours, depuis que le monde est monde. Or, il semble que ces éventuels mini-trous noirs cosmiques sont peu sujets à l'accrétion et restent donc inoffensifs. S'agissant de mini-trous noirs primordiaux forgés par le Big Bang, aucune observation n'est venue étayer cette thèse pour l'instant, mais les spéculations vont bon train.

⁸ Des jets ultrarelativistes de trou noir, s'extirpant d'hypernovae en implosion, seraient aussi les moteurs de certains sursauts gamma (Brown et al. 2000).

⁹ http://www.risk-evaluation-forum.org/LHC_Risk_English.htm

1.2 Les naines blanches

Un astre qui a joué un rôle déterminant dans l'acceptation de l'existence d'objets compacts célestes est Sirius B, le compagnon sombre de l'étoile la plus brillante du ciel, Sirius A. Friedrich Bessel a inféré la présence de ce corps par les perturbations qu'il induit dans le mouvement de son partenaire dans les années 1830, avant qu'Alvan Clark ne l'observe pour la première fois en 1862, à la lunette. Ces deux astres forment un système binaire avec une période de 50 ans. Par ailleurs, les demi-grands axes de leurs orbites respectives sont dans un rapport 1/2. Sachant que $M_{\text{SirA}} \approx 2 M_{\odot}$, on déduit que $M_{\text{SirB}} \approx 1 M_{\odot}$. Les deux étoiles ont à peu près la même température de surface ($T \approx 10^4$ K) comme l'a montré l'étude spectrale d'Adams (1915), mais leurs luminosités diffèrent considérablement : $L_A \approx 10^4 L_B$. Or, pour un rayonnement thermique, la loi de Stefan-Boltzmann stipule que :

$$L = 4\pi R^2 \sigma_S T^4, \quad (1.15)$$

avec la constante de Stefan $\sigma_S = \pi^2 k_B^4 / (60 \hbar^3 c^3) = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$, T la température et R le rayon du corps noir. Il faut en conclure que $R_{\text{SirB}} = 10^{-2} R_{\text{SirA}}$ et que, du point de vue des masses volumiques, $\rho_{\text{SirB}} = 10^6 \rho_{\text{SirA}}$. En supposant que Sirius A présente une densité proche de celle du Soleil (i.e. celle de l'eau liquide), il vient que $\rho_{\text{SirB}} \approx 10^9 \text{ kg m}^{-3}$! Cette densité fantastique était presque sans équivoque au début du XX^{ème} siècle¹⁰. Voici donc un astre bien surprenant, avec l'allure d'une planète et la masse d'une étoile (Eddington 1926). On l'a baptisé « naine blanche ». Sur recommandation d'Arthur Eddington, Walter Adams a repris une étude spectrale plus poussée dans le but de déterminer le décalage vers le rouge gravitationnel des raies de Sirius B prévu par la théorie de la relativité générale :

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \Xi, \quad (1.16)$$

dans la limite $\Xi \ll 1$ (Cf. équation 8.2 pour une expression exacte). Les mesures précises obtenues dans les années 60 ont entériné la compacité de la naine blanche ($z \approx 10^{-4}$).

Fowler (1926) a tiré parti des lois de la toute nouvelle mécanique quantique (principes d'exclusion de Pauli et d'incertitude d'Heisenberg) pour justifier la stabilité des naines blanches. En effet, la pression de dégénérescence quantique des électrons suit une équation d'état polytropique :

$$P \propto \rho^\Gamma. \quad (1.17)$$

Lorsque les électrons sont non-relativistes ($\Gamma = 5/3$), cette pression quantique suffit pour s'opposer à la gravitation. Mais Chandrasekhar (1931) a constaté que, dans les conditions de densité extrêmes des naines blanches, les électrons peuvent devenir relativistes. Ainsi, l'inertie de ces derniers augmente beaucoup avec leur vitesse. La pression de dégénérescence qu'ils exercent en devient moins efficace ($\Gamma = 4/3$), et l'étoile doit finir par craquer sous son propre poids au-delà d'une certaine masse. Cette limite supérieure à la masse des naines blanches est dite « masse de Chandrasekhar » :

$$M_{\text{Ch}} \approx \left(\frac{hc}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{8\pi m_p} \approx 1.4 M_{\odot}. \quad (1.18)$$

Notons que dans cette approximation, toute la masse de l'étoile est portée par les nucléons (m_p est la masse du proton) tandis que les électrons supportent à eux seuls ce poids.

D'un point de vue observationnel, les naines blanches sont monnaie courante dans la Galaxie, car elles constituent le dernier stade évolutif des étoiles de masses modérées ($< 8 M_{\odot}$, soit 90% des étoiles). On peut les observer à la fois isolées (au cœur des nébuleuses planétaires

¹⁰ Le noyau atomique a été révélé par Rutherford en 1911.

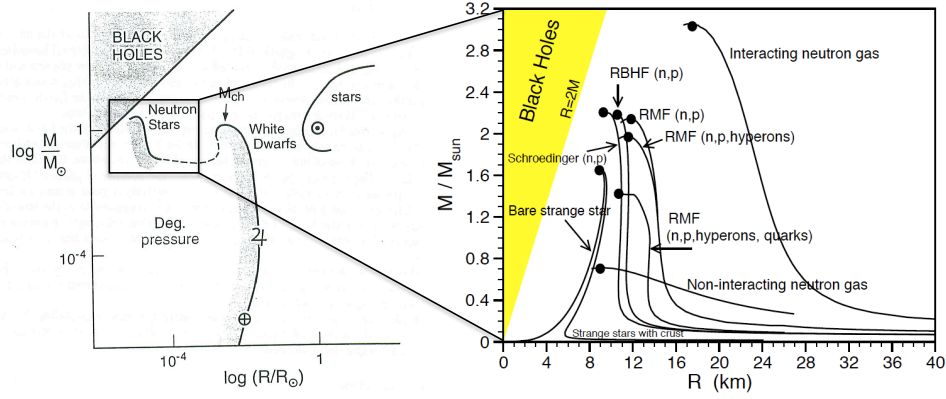


Figure 1.5 — (*Gauche*) Equations d'état des objets compacts (naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs), ainsi que du Soleil (\odot), la Terre (\oplus) et Jupiter (♃) (Fabian 1996). (*Droite*) Gros plan sur les équations d'état des étoiles à neutrons. Les équations les plus raides (« stiff ») sont à droite et prévoient une diminution du rayon avec une augmentation de la masse. À l'inverse, les plus douces (« soft »), à gauche, représentent des étoiles « étranges » dont le rayon est une fonction croissante de la masse. Tiré de Weber et al. (2009).

lorsqu'elles sont encore jeunes et chaudes) ou en couple avec une étoile de la séquence principale. S'il y a transfert de matière de cette étoile vers la naine, cela se solde en général par de vives variations d'éclat. On utilise le terme générique de « cataclysmic variable » (CV) pour les qualifier. Dans le catalogue de Ritter and Kolb (2003), on connaissait ~ 500 CV, classées selon une zoologie complexe ; je ne la détaillerai pas dans ce manuscrit (voir Warner 1995, Hellier 2001, Smith 2006 pour des revues exhaustives).

1.3 Les étoiles à neutrons

La découverte du neutron par Chadwick date de 1932. Dès son annonce, Landau aurait envisager l'existence d'étoiles très denses, principalement composées de la nouvelle particule. D'autres visionnaires, Baade et Zwicky, ont émis l'hypothèse en 1934 que les explosions de supernovae pourraient, premièrement, accélérer les rayons cosmiques et, deuxièmement, laisser derrière elles des résidus effondrés prenant l'aspect de « caillots de neutrons ». Quelques années plus tard, Oppenheimer reprend l'idée des étoiles à neutrons à son compte pour décrire ce qui doit advenir au-delà de M_{Ch} . Par un raisonnement analogue à celui de Chandrasekhar, il imagine que ces astres sont soutenus par la pression de dégénérescence des neutrons et leur trouve une masse limite (en opérant un passage au régime relativiste) de $0.7 M_{\odot}$ (Oppenheimer and Volkoff 1939)¹¹.

Dans l'état actuel de nos connaissances, on pense que l'équation d'état des étoiles à neutrons est plus « raide » (Fig. 1.5), i.e. que l'interaction forte entre les neutrons apporte une rigidité au système supérieure à la pression de dégénérescence, si bien que, malgré des effets de relativité générale¹², la masse limite se situerait plutôt aux alentours de $3 M_{\odot}$ (Rhoades and Ruffini 1974, Kalogera and Baym 1996). Si un effondrement d'étoile franchit cette limite, alors,

¹¹ Le rayon d'une étoile à neutrons s'obtient grossièrement en utilisant celui d'une naine blanche et les masses des particules dégénérées :

$$R_{\text{EN}} \approx \left(\frac{m_e}{m_n} \right) R_{\text{NB}} \approx 10 \text{ km} . \quad (1.19)$$

Il s'agit donc d'un corps lourd comme une étoile et grand comme un astéroïde.

¹² Plus les neutrons sont relativistes et plus leur énergie contribue à renforcer la courbure de l'espace-temps, i.e. la gravitation.

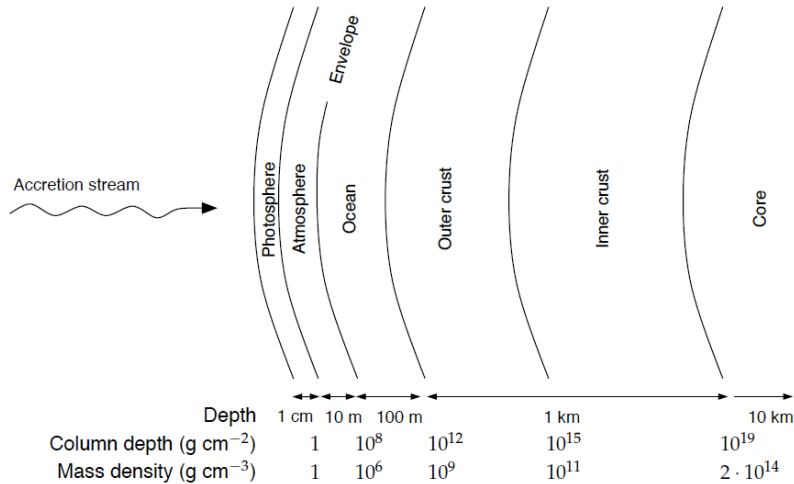


Figure 1.6 — Anatomie d'une étoile à neutrons. (Figure extraite de Keek 2008.)

théoriquement, plus rien ne peut contrecarrer la gravité et cela aboutit fatalement à un trou noir stellaire (§ 1.1.3).

Il a fallu attendre les années 60 pour que des observations commencent à valider les propositions faites par les théoriciens 30 ans auparavant. Comme dans le cas des trous noirs célestes, on retrouve à cette époque une compétition franche entre les astronomes radio et X. Ce sont ces derniers qui ouvrent le bal en 1962 avec la découverte de la première binaire X, Scorpius X-1, dont on sait aujourd'hui qu'elle renferme une étoile à neutrons accrétante. Mais on ne s'en est pas aperçu tout de suite (Shklovskii ne le proposera qu'en 1966)... Une autre cible de choix pour rechercher une étoile à neutrons était naturellement la nébuleuse du Crabe, à savoir le vestige de la célèbre supernova qui a explosé en 1054 (Pacini 1967). Seulement, en observant l'occultation par la Lune de cette source de rayons X, Bowyer et al. (1964) ont montré que l'émission X déclinait graduellement et que donc elle était étendue pour l'essentiel et incompatible avec un objet compact. Les étoiles à neutrons ont encore résisté à la détection pendant quatre ans jusqu'à ce que l'observatoire radio britannique *Mullard* entre en scène. Hewish et al. (1968) ont alors trouvé plusieurs « pulsars » (contraction de « pulsating star ») radio avec des périodes de rotation de seulement ~ 1 s. Or, dans un astre en rotation au bord de la dislocation, la gravitation est contrebalancée par la force centrifuge, d'où une vitesse angulaire maximale :

$$\Omega_{\max} = \sqrt{\frac{GM}{R^3}} . \quad (1.20)$$

Seuls des objets compacts comme des naines blanches ou des étoiles à neutrons, pouvaient donc être à la base de telles périodes. Dans la foulée, Staelin and Reifstein (1968) et Fritz et al. (1969) ont apporté la preuve de l'émission radio et X, respectivement, d'un pulsar au sein de la nébuleuse du Crabe. La période de ce dernier est de 33 ms, ce qui est trop rapide pour une naine blanche et accrédite ainsi les intuitions de Baade et Zwicky. Le premier pulsar débusqué exclusivement en rayons X est à mettre au crédit de Giacconi et al. (1971) ; il se trouve au sein de la source Cen X-3. L'étude de ses pulsations montre un effet Doppler périodique, qui soutient l'idée d'une étoile à neutrons accrétante (Schreier et al. 1972). Mentionnons également la détection des neutrinos de la supernova du Grand Nuage de Magellan en 1987, qui a apporté la preuve d'un processus de neutronisation au travail lors de ces événements :



Schématiquement, une étoile à neutrons est un gros noyau atomique de $\sim 10^{60}$ nucléons,

dont la structure interne théorique s'avère relativement complexe et assez spéculative (Page and Reddy 2006, Fig. 1.6). Il y aurait essentiellement trois strates :

- *Une enveloppe gazeuse* : Si une étoile à neutrons accrète de la matière d'une étoile compagne, alors elle s'enveloppe d'un plasma chaud, subdivisé en trois couches : la photosphère (dominée par le rayonnement), l'atmosphère (où un mélange d'hydrogène et d'hélium peut être sujet à des réactions de fusion thermonucléaire, Cf. Chap. 7) et l'océan (où sédimentent les cendres de l'atmosphère).
- *Une croûte solide* : Dans la partie externe de cette écorce, des noyaux atomiques sont arrangés en réseaux cristallins et séparés par des électrons dégénérés. Il s'y déroule des réactions pycnonucléaires et des captures électroniques (§ 7.4.1), ces dernières fabriquant des isotopes riches en neutrons. Au pied de cette couche, on dit que l'on atteint la « neutron drip line », ce qui signifie qu'il devient favorable, d'un point de vue énergétique, pour certains neutrons de rester à l'extérieur des noyaux. Plus on s'enfonce dans la partie interne de la croûte, et plus on rencontre de neutrons à l'état libre.
- *Un manteau liquide* : La majeure partie du volume d'une étoile à neutrons (« outer core ») est remplie par du « neutronium », i.e. un liquide de neutrons superfluides avec une fraction de protons supraconducteurs. Dans la partie la plus interne de l'étoile (« inner core »), la densité dépasse celle du noyau atomique ($\sim 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$). L'équation d'état de cette zone est de fait très mal connue. Peut-être la matière y prend-elle la forme d'un noyau solide étrange, au sens du quark étrange ? Toujours est-il que les observateurs s'efforcent aujourd'hui de contraindre ces théories en mesurant conjointement le rayon et la masse des objets qu'ils connaissent (Fig. 1.5, droite).

On recense actuellement ~ 2000 pulsars dans la Voie Lactée. Mais on s'attend à ce que cette dernière comporte entre 10^8 et 10^9 étoiles à neutrons, des chiffres qui s'obtiennent par une étude de démographie stellaire, sachant que toutes les étoiles de $8\text{--}25 M_{\odot}$ sont appelées, in fine, à se contracter en étoiles à neutrons. Les observations nous enseignent que ces astres ont des périodes de rotation courtes ($\mathcal{P} \approx 0.001\text{--}10 \text{ s}$) et des champs magnétiques élevés ($B \approx 10^{8\text{--}15} \text{ G}$), ce qui s'interprète assez naturellement comme des effets de la conservation du moment cinétique et du flux magnétique de l'étoile progénitrice, respectivement. On connaît à la fois des étoiles à neutrons isolées et d'autres en couple avec une étoile compagne. Dans le premier cas, la combinaison de la rotation rapide et du champ magnétique élevé induit des rayonnements électromagnétiques sur tout le spectre de la lumière. La perte d'énergie qui en résulte se traduit par un freinage de la rotation dans le temps ($d\mathcal{P}/dt > 0$) qui, une fois mesuré, permet d'accéder au champ magnétique et remonter à l'âge du pulsar. Des « magnétars » aux « antimagnétars », tout le bestiaire des étoiles à neutrons isolées semble maintenant unifié au sein du plan ($\mathcal{P}, d\mathcal{P}/dt$) (Cf. Kaspi 2010 et Fig. 1.7). Nous reviendrons sur le cas des étoiles à neutrons dans les systèmes binaires au Chapitre 7.

1.4 Accrétion sur les objets compacts

En astrophysique, on invoque fréquemment des objets compacts pour démontrer les rouages des astres les plus brillants du cosmos (sursauts gamma, quasars, novae, etc). Ceci est paradoxal puisque les naines blanches et les étoiles à neutrons n'ont que de petites surfaces et procurent donc des lueurs assez modestes, tandis que les trous noirs sont complètement noirs, par essence. Le secret réside, en vérité, dans l'accrétion de matière, un processus apte à convertir efficacement de l'énergie gravitationnelle en radiation (e.g. Frank et al. 2002).

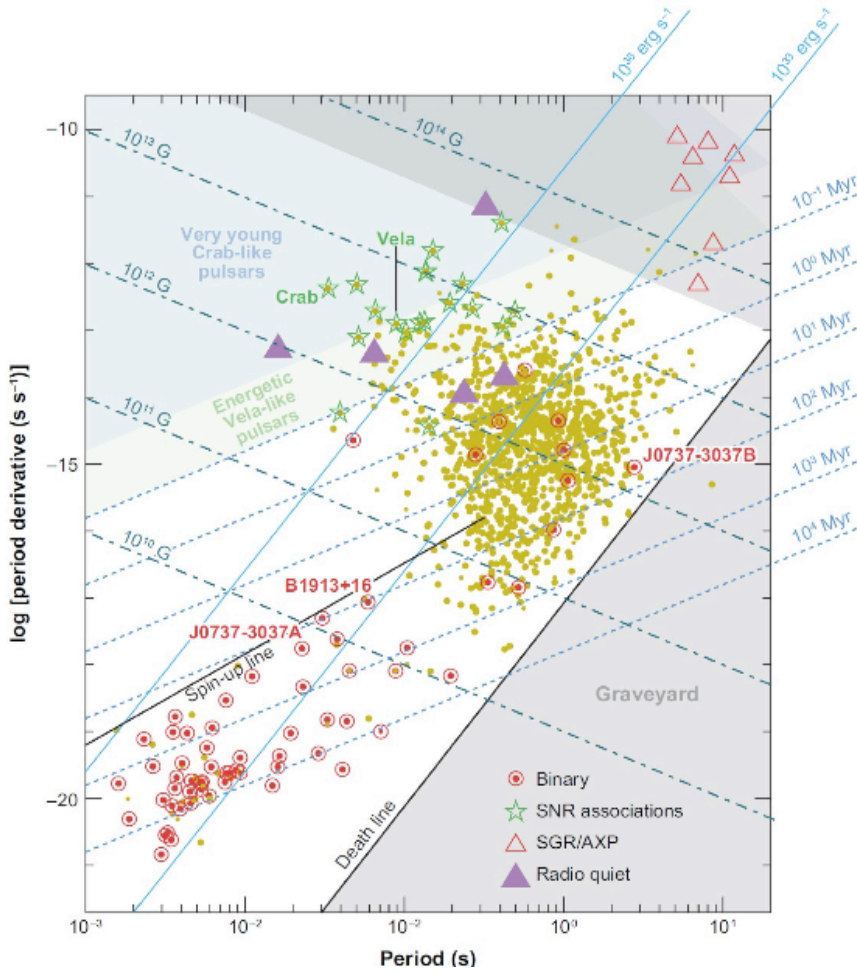


Figure 1.7 — Diagramme P – \dot{P} des pulsars. Les parties grisées marquent des zones où on ne trouve plus de pulsars radio, soit par cessation de production d’avalanches de paires e^+e^- , faute d’énergie (le « cimetière » en bas à droite), soit parce que le champ magnétique est trop fort ($> 4.4 \times 10^{13}$ G, en haut à droite). Au-delà de la « spin-up line », l’accélération de la rotation des pulsars accrétants (ou « recyclés ») conduirait à la dislocation de l’étoile par centrifugation. Figure issue de Kramer and Stairs (2008).

1.4.1 Considérations énergétiques

On définit couramment l'efficacité d'un processus qui libère une énergie E en mettant en jeu une masse M , comme le ratio de E sur l'énergie totale disponible, i.e. l'énergie de masse :

$$\eta = \frac{E}{Mc^2} . \quad (1.22)$$

Par exemple, la combustion complète d'un combustible fossile comme le kérosène (qui présente une énergie chimique par unité de masse de $\sim 4 \times 10^{11}$ erg g⁻¹) est douée d'une efficacité : $\eta_{\text{chim}} \approx 5 \times 10^{-10}$. Le processus de fusion nucléaire qui permet de convertir 4 protons en un noyau d'hélium, est dix millions de fois plus efficace : $\eta_{\text{nuc}} \approx 7 \times 10^{-3}$. Mieux encore, la contraction gravitationnelle vers un objet compact astrophysique permet d'envisager des efficacités proches de l'unité. En effet, l'énergie dégagée est GM^2/R (dans l'approximation Newtonienne), tandis que l'énergie de masse est Mc^2 . On en déduit que (Cf. Eq. 1.2) :

$$\eta_{\text{grav}} = \Xi . \quad (1.23)$$

Considérons, à présent, la luminosité issue de l'accrétion de matière sur cet objet compact à un taux \dot{M} :

$$L_{\text{acc}} = \eta_{\text{rad}} \frac{GM\dot{M}}{R} = \eta_{\text{rad}} \eta_{\text{grav}} \dot{M} c^2 . \quad (1.24)$$

Dans cette formule, on note η_{rad} l'efficacité de la conversion d'énergie gravitationnelle en énergie lumineuse. Celle-ci varie naturellement entre 0 et 1 ; quant à η_{grav} , sa valeur dépend des circonstances de l'accrétion. Si l'astre attracteur est une étoile à neutrons ou un trou noir de Schwarzschild et accrète par un disque, alors ce dernier est tronqué à $R_{\text{isco}} = 6GM/c^2$ (§ 1.1.2), d'où $\eta_{\text{grav}} = GM/(c^2 R_{\text{isco}}) = 1/6 = 0.16$. Dans le cas d'un trou noir de Kerr, $R_{\text{isco}} = GM/c^2$ et donc $\eta_{\text{grav}} = 1$. Mais, d'une part, ces calculs ne tiennent pas compte du fait que, d'après le théorème du viriel, la moitié de l'énergie gravitationnelle est mobilisée sous forme cinétique pour faire tourner le disque. (Il conviendrait donc diviser les valeurs de η_{grav} sus-citées par 2.) D'autre part, il faut ajouter à ce raisonnement des corrections relativistes qui réduisent encore un peu le rendement, si bien que finalement, dans les deux cas précédents, on trouve des efficacités gravitationnelles maximales respectives de $\sim 6\%$ et $\sim 40\%$.

1.4.2 La luminosité d'Eddington

L'équation 1.24 pourrait laisser croire que, pour un astre donné, la luminosité d'accrétion n'est pas bornée, pourvu qu'on puisse augmenter le taux d'accrétion. En réalité, il s'avère qu'à mesure que \dot{M} s'accroît, la pression de radiation du flot d'accrétion s'intensifie et s'oppose à l'engouffrement de matière fraîche. Il s'en suit une luminosité maximale indépassable : la luminosité d'Eddington. Pour estimer sa valeur, examinons les forces qui s'exercent sur une particule de masse m du flot d'accrétion (supposé sphérique), à une distance r du centre du système. Premièrement, il y a l'attraction gravitationnelle qui, dans sa version classique, s'exprime :

$$f_{\text{grav}} = \frac{GMm}{r^2} . \quad (1.25)$$

Deuxièmement, il existe une force antagoniste qui résulte de la pression de radiation. Elle s'écrit comme le produit de trois termes : le flux¹³ de photons (tous supposés d'énergie $h\nu$), la surface

¹³ La relation entre la luminosité (puissance émise en erg s⁻¹) et le flux du rayonnement (puissance surfacique reçue en erg s⁻¹ cm⁻²), à la distance r , est donnée par :

$$L = 4\pi r^2 F . \quad (1.26)$$

efficace de Thomson (σ_T)¹⁴ et l'impulsion d'un photon ($h\nu/c$), c'est-à-dire :

$$f_{\text{rad}} = \frac{L}{4\pi r^2 h\nu} \times \sigma_T \times \frac{h\nu}{c} . \quad (1.29)$$

En pratique, le gaz accréé est composé essentiellement d'hydrogène, donc de protons et d'électrons. Or, les masses de ces particules diffèrent beaucoup : $m_p = 2000 m_e$. Ainsi, les effets gravitationnels sont 2000 fois plus intenses sur les protons que sur les électrons et, inversement, la pression de radiation est 4×10^6 fois plus forte sur les électrons que sur les protons. En négligeant, par conséquent, les électrons dans le membre de gauche de la condition $f_{\text{grav}} = f_{\text{rad}}$, et les protons dans le membre de droite, il vient la luminosité d'Eddington :

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T} \approx 1.3 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} . \quad (1.30)$$

Via l'équation 1.24, on peut aussi définir un taux d'accréation limite : $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/(\eta c^2)$, où η est un coefficient d'efficacité global.

1.4.3 Le disque standard

La théorie de l'accréation sur les objets compacts a commencé à se développer dans les années 40–50 grâce aux travaux de Bondy et Hoyle sur l'accréation sphérique (nous y reviendrons plus loin à travers l'exemple de Sgr A*, §. 4.6.1), puis s'est ajustée aux observations dans les années 60 avec les articles de Salpeter, Zel'dovich, Shklovsky et, enfin, a débouché dans les années 70 sur la modélisation actuelle des disques d'accréation avec Lynden-Bell, Pringle, Rees, Shakura, Sunyaev, Novikov, Thorne, pour n'en citer que quelques uns.

Le principe du disque d'accréation est le suivant : si le gaz qui tombe sur un objet compact de masse M et de rayon R recèle un peu de moment angulaire, alors il a tendance à se placer sur des orbites Képlériennes autour de l'astre attracteur. Les régions internes tournant plus vite que les régions externes, la viscosité du gaz induit de violentes frictions qui (i) circularisent les orbites pour former un disque, (ii) élèvent la température de ce dernier et (iii) l'amènent à rayonner. De plus, les régions internes ralentissent par ce frottement et perdent du moment angulaire au profit des régions externes. Par voie de conséquence, la matière tourbillonne en se rapprochant de la masse attractive jusqu'à ce qu'elle atteigne l'ISCO et finisse par plonger sur/dans l'objet compact.

Le « modèle standard » du disque d'accréation a été établi par Shakura and Sunyaev (1973). Dans ce scénario, l'auto-gravité du disque est négligée, le disque est permanent, axisymétrique et géométriquement fin (son rayon est grand devant sa demi-hauteur H). Le mouvement Képlérien est le mouvement dominant, donc la vitesse azimutale est grande devant la vitesse radiale. C'est la pression hydrostatique qui maintient la structure verticale du disque. La viscosité du gaz est définie par :

$$v = \alpha c_s H , \quad (1.31)$$

où $c_s = \sqrt{\partial P / \partial \rho}$ est la vitesse du son dans le milieu et α un paramètre adimensionné, variant entre 0 et 1, qui transcrit notre ignorance des processus visqueux à l'œuvre et a donné son nom au modèle : le « disque α ».

¹⁴ Pour une particule donnée, la surface efficace d'un processus de diffusion Thomson est :

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi \mathcal{R}^2 , \quad (1.27)$$

avec \mathcal{R} le rayon classique de la particule. Dans le cas particulier d'un électron, ce rayon s'écrit (en cgs Gaussien) :

$$\mathcal{R}_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.82 \times 10^{-13} \text{ cm} . \quad (1.28)$$

Une des hypothèses essentielles de ce modèle est que le plasma est optiquement épais dans la direction perpendiculaire au disque. En conséquence, chaque élément (anneau) du disque se comporte comme un corps noir dont la température est fonction de la distance au centre du système, laquelle fonction s'obtient en égalisant le taux de dissipation d'énergie visqueuse par unité de surface et le flux de rayonnement (obtenu au moyen de la loi de Stefan-Boltzmann) :

$$T(r) = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma_S r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R}{r}} \right) \right]^{1/4}. \quad (1.32)$$

Cette fonction présente un maximum dont la valeur est donnée par :

$$T_{\max} \approx 1.3 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-9} M_\odot \text{ an}^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{-3/4} \times 10^7 \text{ K}. \quad (1.33)$$

L'ordre de grandeur de la température d'un disque autour d'un trou noir stellaire ou d'une étoile à neutrons dans un système binaire est de $\sim 2 \times 10^7 \text{ K}$, ce qui, en application de la loi de déplacement de Wien :

$$\nu_{\max} \approx 6 \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right) \times 10^{10} \text{ Hz}, \quad (1.34)$$

équivalant à une fréquence de $\sim 10^{18} \text{ Hz}$, soit la gamme des rayons X mous (§ 2.1). Pour comparaison, un trou noir supermassif dont les paramètres sont $M \approx 10^8 M_\odot$, $\dot{M} \approx 1 M_\odot \text{ an}^{-1}$, $R \approx 10^{14} \text{ cm}$, donne une température de $2 \times 10^5 \text{ K}$, soit $\sim 10^{16} \text{ Hz}$, ce qui tombe dans la partie bleu-UV du spectre visible, d'où la bosse bleue spectrale des AGN (§ 1.1.3).

D'autres géométries d'accrétion thermique ont été proposées plus récemment pour rendre compte des objets compacts dont les efficacités d'accrétion sont les plus faibles. Nous verrons l'exemple des flots d'accrétion advectifs dans le cas de Sgr A* au Chapitre 4. Nous parlerons également aux Chapitres 5 et 6 des rayonnements non-thermiques (i.e. le rayonnement synchrotron et Compton inverse) que l'on rencontre aux abords des astres effondrés, notamment dans les jets relativistes, dont les mécanismes de formation sont encore assez flous, mais reposent sans doute sur la conversion d'énergie rotationnelle de l'objet compact en énergie électromagnétique (Blandford and Znajek 1977).

Chapitre – 2

Les moyens d'observation

Sommaire

2.1	Le spectre électromagnétique	21
2.2	L'extinction interstellaire	23
2.3	La transmission atmosphérique	25
2.4	Les instruments	26

LE XX^{ème} siècle aura été l'autre « siècle des lumières », puisqu'il a vu se systématiser les approches multi-longueurs d'onde en astrophysique. Celles-ci sont particulièrement utiles pour étudier le comportement des objets compacts, qui, d'ordinaire, produisent des rayonnements non-thermiques sur un vaste domaine spectral. Après avoir brièvement introduit le spectre électromagnétique, nous rappellerons comment le milieu interstellaire et l'atmosphère terrestre contraignent l'observation des précieux messagers électromagnétiques. Viendra, ensuite, une présentation des principaux instruments de détection exploités au cours de nos études, où nous soulignerons les principes de fonctionnement, ainsi que les performances atteintes.

2.1 Le spectre électromagnétique

Depuis la démonstration par Isaac Newton dans les années 1660 que la lumière blanche est un « mélange hétérogène de rayons diversement colorés », bien d'autres « couleurs » invisibles ont été mises à jour au-delà de nos perceptions sensibles. En 1800, William Herschel découvre des « rayons caloriques » en deçà du rouge—les infrarouges—susceptibles de faire monter le mercure d'un thermomètre. Un an plus tard, Johann Ritter élargit le spectre visible de l'autre côté, en mettant en évidence des « rayons chimiques » au delà du violet—les ultraviolets—qui noircissent des plaques de nitrate d'argent. A la fin du XIX^{ème}, la grande synthèse formelle de l'électromagnétisme et de l'optique, opérée quelques années plutôt par James Maxwell, est confirmée par Heinrich Herz et les ondes radio qu'il parvient à fabriquer. Finalement, une décennie plus tard, la conquête du spectre s'achève par la découverte des rayons ionisants : Wilhem Röntgen observe d'abord, en 1895, des rayons X à la sortie d'un tube de Crookes, puis en 1900, Paul Villard démontre l'existence de rayons gamma expulsés par des sources radioactives.

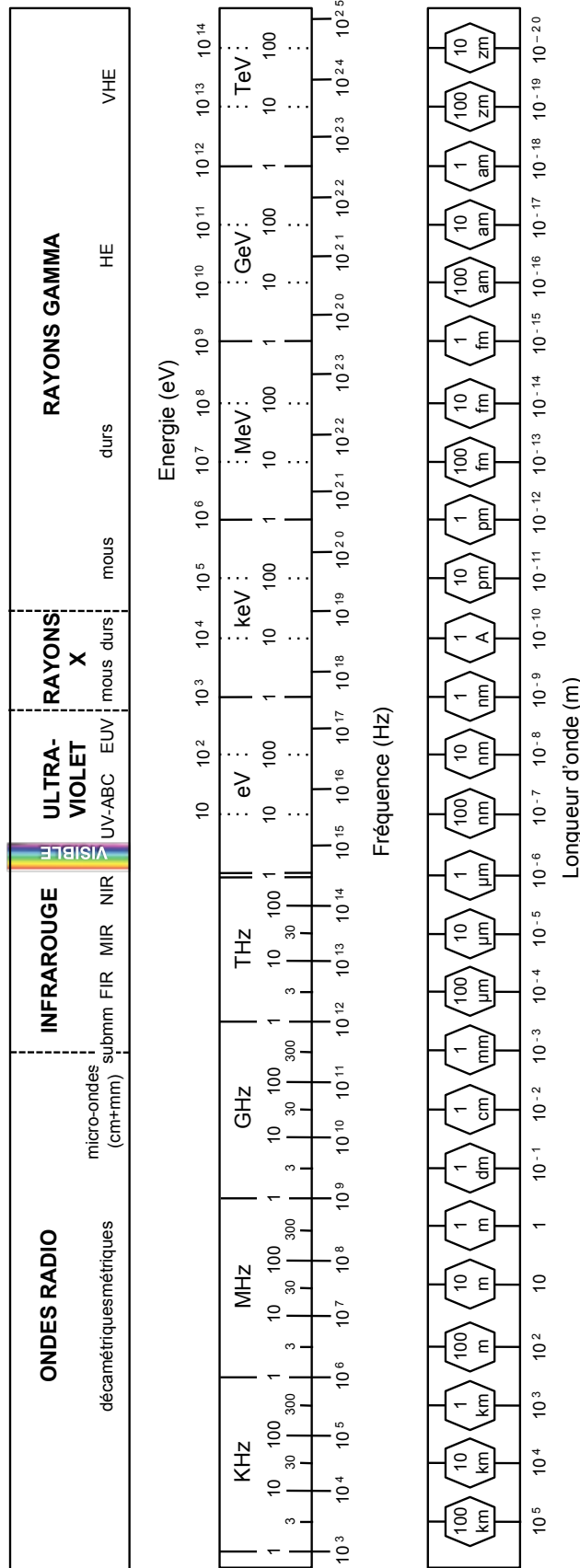


Figure 2.1 — Le spectre électromagnétique et ses principales divisions exprimées en fréquence, longueur d'onde et énergie sur une échelle logarithmique.

Le spectre électromagnétique complet est décortiqué en Figure 2.1, où nous avons précisé plusieurs sous-domaines, aux frontières floues et arbitraires. Par la suite (Chap. 5, 6, 8), l'étude du centre Galactique nous amènera à présenter de nouvelles données prises dans les gammes spectrales suivantes (listées dans le sens des fréquences croissantes) :

- Le submillimétrique (submm) observé avec *APEX/LABOCA* (§ 2.4.5). Il s'agit d'un domaine de longueur d'onde où, par définition, $\lambda < 1$ mm, c'est-à-dire à cheval entre les (micro-)ondes millimétriques et l'infrarouge lointain (far infrared, FIR).
- L'infrarouge moyen (mid-infrared, MIR) et proche (near infrared, NIR) avec le *VLT* (§ 2.4.4) et les instruments VISIR et NACO, respectivement.
- Les rayons X mous (2–10 keV) avec *XMM-Newton/EPIC* (§ 2.4.1) principalement. Cette bande spectrale servira de point de départ à pratiquement tous les travaux exposés plus loin, que ce soit par l'intermédiaire de données privées ou de données publiques et archivées.
- Les rayons X durs ou rayons γ mous (10–100 keV) avec le satellite *INTEGRAL* (§ 2.4.2) et ses instruments IBIS/ISGRI et JEM-X.
- Les rayons γ de haute énergie (HE) avec *Fermi/LAT* (§ 2.4.3) dans la région du GeV.

Quant aux plages spectrales restantes : au Chapitre 3, nous parlerons brièvement du domaine visible pour décrire le bulbe Galactique à l'œil nu et n'en reparlerons plus par la suite, en raison de la forte absorption interstellaire qui règne dans ce domaine de même qu'en UV (§ 2.2). Nous mentionnerons également les nombreuses découvertes faites dans le centre Galactique via des ondes radio, qui furent les premières ondes électromagnétiques détectées en provenance de ce site. Enfin, pour ce qui est du vaste domaine gamma, nous n'insisterons pas sur la région du MeV (dominée par les raies nucléaires) étant donné son manque d'observations à haute résolution ; idem pour le TeV, dont les observations restent, pour l'instant, l'apanage des grandes collaborations telles *HESS (High Energy Stereoscopic System)* en Europe ou *VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System)* en Amérique.

Mais, avant d'en arriver aux instruments et à leur résultats, il nous faut rappeler les limites qu'introduisent le milieu interstellaire (§ 2.2) et l'atmosphère terrestre (§ 2.3) dans notre perception du Cosmos.

2.2 L'extinction interstellaire

« La masse brillante près du centre est percée d'un tunnel par des trous noirs. »

— Agnes CLERKE
A popular history of Astronomy (1908)

Les trous noirs en question chez A. Clerke n'entretiennent évidemment aucune relation avec Sagittarius A* (§ 4.5). Il s'agit de nébuleuses sombres, visibles à l'œil nu dans la Voie Lactée par contraste avec les étoiles de fond. Ces globules gazeux et poussiéreux ont été catalogués et reconnus comme cause d'absorption interstellaire par Barnard (1913), avant que Trumpler (1930) ne saisisse réellement l'importance de cet effet dans toute la Galaxie (Cf. § 3.3). N'oublions pas, néanmoins, que William Herschel avait déjà pressenti tout cela dès 1782 :

On doit peut-être aussi faire une hypothèse sur la perte que subit la lumière des étoiles très éloignées par son passage à travers d'immenses étendues spatiales, dont la plupart ne sont probablement pas dépourvues de quelque milieu très subtil. Cette conjecture nous est suggérée par la couleur des très petites étoiles télescopiques, que j'ai trouvée généralement rouge, ou inclinant vers le rouge ; ce qui semble indiquer que les rayons les plus faibles et les plus réfrangibles des autres couleurs sont soit stoppés en cours de route, soit déviés de leur course par des déflexions accidentelles.

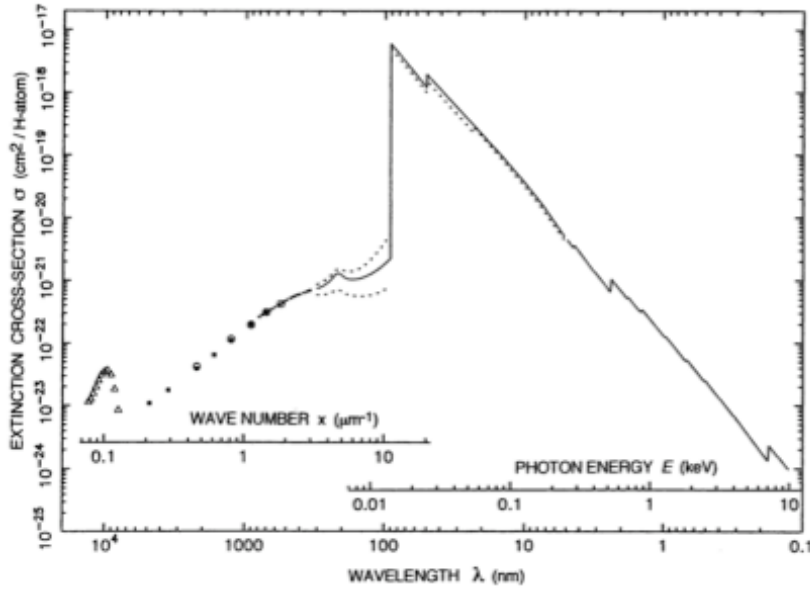


Figure 2.2 — L’extinction interstellaire de l’infrarouge moyen ($10 \mu\text{m}$) aux rayons X durs (10 keV). La bosse dans la section efficace d’absorption autour de $10 \mu\text{m}$ est liée aux silicates, tandis que les petits décrochages dans le domaine des rayons X correspondent aux bordures d’absorption K (« K-edges ») des différents éléments concernés (H, C, N, O, etc.). Tiré de Ryter (1996).

Le centre Galactique est la région la plus enfouie de la voûte céleste. Certes, lorsque nous regardons dans cette direction, l’épaisseur cumulée du gaz et de la poussière qui s’interposent sur notre ligne de visée ne dépasse pas celle d’une feuille de carton, mais elle suffit à éteindre la quasi totalité de la lumière visible et ultraviolette d’arrière-plan. Sans cet écran opaque, la luminosité de toutes les étoiles du centre Galactique réunies équivaldrait à celle de la pleine Lune ! Plus quantitativement, l’absorption en direction du noyau de la Voie Lactée est de ~ 25 magnitudes visibles ($A_V \approx 25 \text{ mag}^{15}$). En d’autres termes, parmi tous les photons de cette région émis en notre direction, seul 1 sur $10^{A_V/2.5} = 10^{10}$ nous parvient. L’observation du centre Galactique en lumière optique (et UV) est donc sans espoir...

En infrarouge, heureusement, le voile interstellaire est nettement plus transparent¹⁶ : en bande *K*, par exemple (§ 2.3, $A_K \approx 3 \text{ mag}$), 1 photon sur 10 nous arrive. La particularité de cette extinction Galactique est que, en dehors de la bosse des silicates, de l’infrarouge au visible, les courtes longueurs d’onde sont plus éteintes que les grandes (Fig. 2.2). Ceci se traduit par le rougissement des astres en visible, comme l’avait bien perçu Herschel, le terme « rougissement » étant encore employé en astronomie infrarouge. On quantifie ce phénomène par une grandeur relative, appelée « excès de couleur », qui correspond à la différence entre l’écart de magnitude observé et intrinsèque. On note ainsi, par exemple, l’excès de couleur entre les bandes *V* et *K* :

$$E(V - K) = (V - K)_{\text{obs}} - (V - K)_{\text{intr}} = A_V - A_K, \quad (2.1)$$

l’excès étant positif dans ce cas de figure.

Le milieu interstellaire absorbe également les rayons X par effet photo-électrique (e.g. Wilms et al. 2000). En notant σ_X la surface efficace de ce processus (en cm^2) et n_H la densité volumique équivalente d’atomes d’hydrogène sur la ligne de visée (en cm^{-3}), l’épaisseur

¹⁵ Nous utilisons ici le système photométrique de Johnson (*UVB*) où les bandes sont, par convention, centrées sur : 364 nm pour *U* (ultraviolet), 442 nm pour *B* (bleu) et 540 nm pour *V* (visible ou vert).

¹⁶ Typiquement, le milieu interstellaire est transparent aux rayonnements qui ont des longueurs d’onde soit beaucoup plus grandes, soit beaucoup plus petites, que les molécules ou les grains de poussière qui le composent.

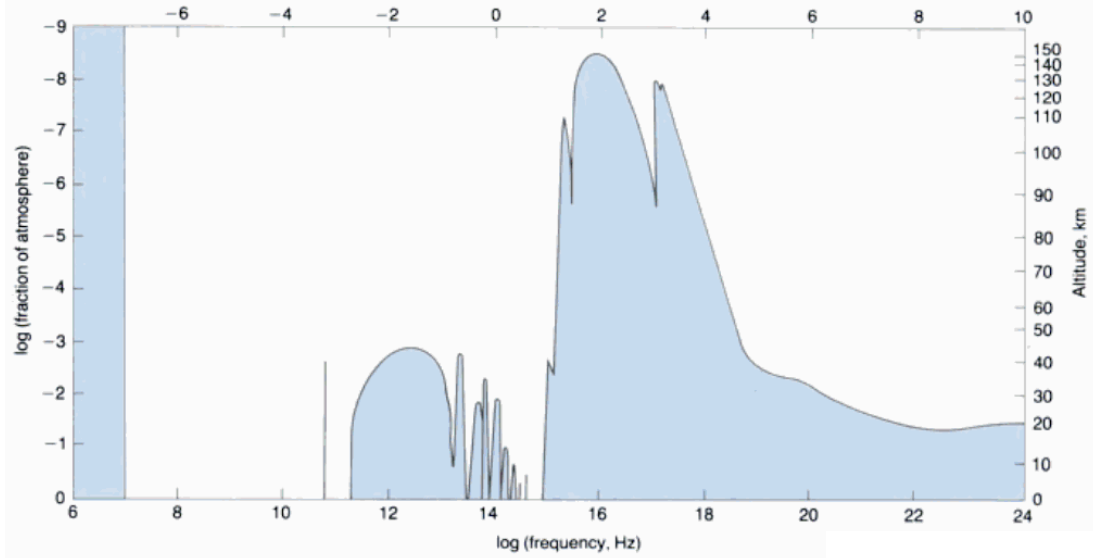


Figure 2.3 — L'absorption atmosphérique sur tout le spectre électromagnétique. Les zones bleues indiquent des altitudes auxquelles l'intensité d'un rayonnement céleste est réduite du plus de moitié par rapport à sa valeur initiale. Les principales fenêtres sont les domaines radio ($\sim 10^7$ – 10^{11} Hz) et visible ($\sim 10^{15}$ Hz), ainsi que quelques bandes étroites en infrarouge ($\sim 10^{12}$ – 10^{14} Hz). Les ondes radio de basse fréquence ($< 10^7$ Hz) sont totalement réfléchies par l'ionosphère. Figure extraite de Longair (1989).

optique d'un pointé s'écrit :

$$\tau_X = \int \sigma_X n_H dl . \quad (2.2)$$

Le flux observé est ainsi atténué d'un facteur $\exp(-\tau_X)$ par rapport au flux émis. En négligeant les bordures d'absorption des couches électroniques K (Fig. 2.2), il vient

$$\tau_X \approx 2 \times 10^{-26} \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-8/3} N_H , \quad (2.3)$$

où N_H est, par définition, la densité de colonne exprimée en cm^{-2} :

$$N_H = \int n_H dl . \quad (2.4)$$

Les absorptions X et infrarouge ne sont pas indépendantes, comme l'a montré Ryter (1996), dans la mesure où :

$$N_H \approx 6.8 E(B-V) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} . \quad (2.5)$$

Remarquons, pour finir, que de la radio au submillimétrique/infrarouge lointain, et en rayons X/ γ au delà de 10 keV, la Galaxie est essentiellement transparente¹⁷.

2.3 La transmission atmosphérique

A l'exception des deux grandes « fenêtres » radio et optique, l'atmosphère terrestre est globalement opaque aux rayonnements électromagnétiques, notamment à haute énergie (Fig. 2.3).

¹⁷ En rayons gamma de très haute énergie (very high energy, VHE), une nouvelle source d'opacité, de nature extra-galactique, entre en jeu. Les photons du TeV heurtant des photons du fond infrarouge peuvent, en effet, occasionner des créations de paires e^+e^- . En pratique, ceci limite la détection des sources gamma aux TeV à un rayon de quelques centaines de Mpc, ce qui exclue, de fait, les études d'ordre cosmologique.

C'est la raison pour laquelle il a fallu recourir à des tirs balistiques, puis des satellites, pour découvrir le ciel X (Giacconi et al. 1968). En rayons gamma, la situation est légèrement plus favorable, si bien que des télescopes embarqués en ballons stratosphériques ont suffi avant l'avènement de l'ère spatiale (Paul and Laurent 1997). A l'extrémité supérieure du spectre gamma, l'atmosphère se rend finalement utile, puisqu'elle peut servir avantageusement de calorimètre électromagnétique Cherenkov pour étudier les gerbes de $e^+e^-\gamma$, engendrées dans la haute atmosphère par les photons de très haute énergie (Weekes 2003).

De l'autre côté du spectre visible, en submm-infrarouge, le schéma est plus complexe. Certaines molécules de l'atmosphère (H_2O , CH_4 , CO_2 , CO , O_2 , O_3) absorbent plus ou moins le rayonnement selon la longueur d'onde et donnent lieu, in fine, à quelques bandes passantes étroites (Fig. 2.4, voir aussi Tokunaga 2000 pour une description plus précise). La transmission infrarouge/submm s'améliore à quelques km d'altitude, de sorte que les télescopes sont souvent perchés au sommet des montagnes, voire embarqués en avion (e.g. le *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy*, *SOFIA*).

Dans ces bandes passantes, hormis d'évidents problèmes liés aux conditions météorologiques¹⁸, l'atmosphère perturbe les observations par sa turbulence. En théorie, le pouvoir séparateur d'un télescope muni d'un miroir de diamètre D est donné par la largeur totale à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM) de la tache de diffraction d'une source ponctuelle¹⁹ :

$$\mathcal{A}_{\text{diff}} \approx \frac{\lambda}{D}. \quad (2.6)$$

En pratique, la résolution est souvent moins bonne, du fait de cellules de turbulence à ~ 10 km d'altitude. Le front d'onde de la lumière d'une étoile, qui devrait être plat, se retrouve bosselé et finit par dessiner, sur le détecteur, une figure d'interférence irrégulière pleine de tavelures (speckles). Ces tavelures ont, chacune, des tailles de l'ordre de $\mathcal{A}_{\text{diff}}$ et forment une tache globale de taille $\mathcal{A}_{\text{cell}} \approx \lambda/r_0$, où r_0 est le paramètre de Fried (1966), i.e. la taille typique d'une cellule atmosphérique, ou encore la longueur de cohérence spatiale du front d'onde (quelques dizaines de cm en général)²⁰. Du reste, cette tache évolue dans le temps, brouillant encore davantage les images. La durée caractéristique d'évolution (i.e. le temps de cohérence de l'onde) est $t_0 \approx r_0/v_{\text{atm}}$, avec v_{atm} la vitesse typique du vent qui emporte les cellules. On définit la qualité d'un ciel, ou « seeing », comme la taille de la tache de diffraction (en unité d'angle) d'une source ponctuelle intégrée sur un temps longs devant t_0 . Notons que $r_0 \propto \lambda^{6/5}$ d'après l'hypothèse de Kolmogorov (1941) d'une turbulence atmosphérique semi-fractale, donc $\mathcal{A}_{\text{cell}}$ et le seeing varient comme $\lambda^{-1/5}$. Il s'en suit que les observations sont d'autant plus sensibles à la turbulence atmosphérique qu'elles s'effectuent à faibles longueurs d'onde.

2.4 Les instruments

Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons les satellites/télescopes dont nous épluchons les données dans les chapitres ultérieurs. La présentation se veut générale et non exhaustive ; les procédures de traitement et d'analyses seront développées plus loin. (Pour plus de détails techniques, on pourra se référer, par exemple, aux manuels d'utilisation des instruments disponibles sur le Web.) Nous commençons par les missions satellites à haute énergie (*XMM-Newton*, *INTEGRAL*, *Fermi*), puis aborderons les observatoires implantés sur le sol Chilien

¹⁸ Dans l'espace aussi, la « météo solaire » est importante (www.spaceweather.com). Les éruptions du Soleil relâchent des particules énergétiques qui élèvent le bruit de fond des satellites et peuvent les aveugler momentanément.

¹⁹ Cette tache est aussi appelée « fonction d'étalement du point » (Point Spread Function, PSF).

²⁰ C'est aussi la taille équivalente d'un télescope qui aurait une résolution $\mathcal{A}_{\text{cell}}$ en étant limité uniquement par la diffraction (dans l'espace par exemple). Ceci montre bien l'importance de corriger les méfaits de l'atmosphère pour exploiter au mieux les grands télescopes comme le *VLT* (§ 2.4.4).

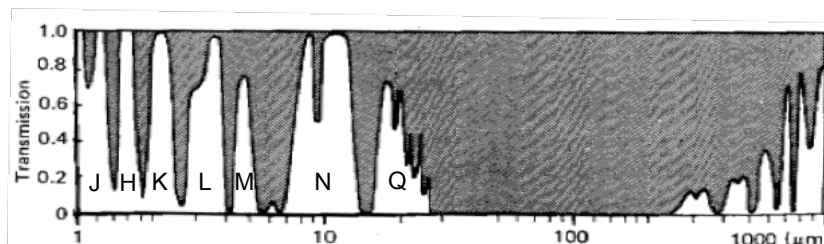


Figure 2.4 — La transparence atmosphérique en infrarouge et submillimétrique. Les principales bandes NIR et MIR entre 1 et 30 μm (J–Q) sont indiquées. Adapté de Longair (1981).

(VLT, APEX).

2.4.1 XMM-Newton

Le satellite *XMM (X-ray Multi-Mirror) -Newton* (Jansen et al. 2001, Fig. 2.5, gauche) a été lancé par l'agence spatiale européenne (ESA) le 10 décembre 1999, avec une fusée Ariane 5 depuis la base de Kourou. L'orbite du satellite est très excentrique ($e = 0.6$) avec un apogée à $\sim 10^5$ km ($\sim 1/3$ de la distance Terre-Lune) et un périégée à $\sim 2 \times 10^4$ km. Ceci favorise de longs temps de pose (quelques dizaines de ks), sans être entre-coupé par le passage de la Terre dans le champ de vue. Le télescope est néanmoins « éteint » lors de la délicate traversée des ceintures de radiation terrestres²¹ sous une élévation de $\sim 5 \times 10^5$ km.

Malgré le fort pouvoir pénétrant des rayons X qu'il reçoit, *XMM-Newton* parvient toutefois à les focaliser efficacement au moyen de trois optiques quasi-identiques et co-alignées. Chacune d'entre elles possède une combinaison de 58 miroirs à incidence rasante²², pratiquement cylindriques²³, emboîtés comme des poupées russes et revêtus d'une couche d'or (Aschenbach et al. 2000). Il s'agit de télescopes de type Wolter I, gouvernés par la relation :

$$E_{\max} = k \left(\frac{f}{D} \right) \quad (2.7)$$

où E_{\max} est l'énergie maximale des photons réfléchis, D le diamètre du miroir, f la distance focale et k un coefficient dépendant de la nature de la surface réfléchissante ($k \approx 1$ keV pour l'or). Dans le cas d'*XMM-Newton*, $f = 7.5$ m (la taille maximale admise par la coiffe d'Ariane 5) et $D = 70$ cm, ce qui permet grosso modo de former des images jusqu'à 10 keV. Le choix de D fut un compromis pour atteindre une bonne limite supérieure en énergie, tout en préservant une excellente surface collectrice. Cette dernière est voisine de 4300 cm^2 à 1.5 keV en l'occurrence, ce qui représente la plus grande surface collectrice jamais atteinte pour un télescope X à miroirs. S'agissant de la PSF, elle affiche une largeur totale à mi-hauteur de $\sim 6''$.

Par la suite, nous n'aurons recours qu'à l'imageur EPIC (European Photon Imaging Camera), c'est-à-dire un ensemble de trois détecteurs à base de CCD (Charge-Coupled Devices), placés chacun au foyer d'une des trois optiques. Deux des caméras sont identiques, tournées de 90° l'une par rapport à l'autre, et comportent 7 CCD avec semi-conducteur à oxyde de métal

²¹ En octobre 2008, le contact radio entre le centre de contrôle de l'ESA et le satellite a été perdu pendant 4 jours à la suite d'un passage par les ceintures de Van Allen mais, fort heureusement, tout est rentré dans l'ordre rapidement (http://www.esa.int/esaSC/SEM268RTKMF_index_0.html).

²² Ces miroirs sont extrêmement lisses ; si la Terre l'était autant, aucune montagne ne dépasserait 2 m d'altitude.

²³ Les surfaces sont, en fait, des sections de paraboloides et d'hyperboloides de révolution.



Figure 2.5 — Vues d'artistes des satellites X et γ utilisés au cours de cette étude : *XMM-Newton* (gauche), *INTEGRAL* (milieu) et *Fermi* (droite).

(Metal Oxide Semiconductor, MOS, Turner et al. 2001)^{24,25}, tandis que la troisième est pourvue de 12 CCD. Cette dernière est appelée « PN » en raison de ses jonctions du même nom (Strüder et al. 2001) et offre la plus vaste surface collectrice. Chaque instrument d'EPIC est, par ailleurs, doté d'une roue avec trois filtres (*thick, medium, thin*) pour bloquer les rayonnements infrarouges, visibles et UVs, auxquels les CCD sont aussi sensibles, ainsi qu'une position « totalement ouverte » et « totalement fermée ». Les caractéristiques respectives des MOS et du PN sont résumées dans la Table 2.1.

Les détecteurs du satellite peuvent être incommodés par un bruit de fond d'une double nature : sous 200 eV, c'est le bruit instrumental (électronique) qui domine, alors que les interactions de rayons cosmiques entrent en lice au-dessus de quelques keV. On distingue, d'ailleurs, deux composantes parmi ces particules : la première, variable, attribuée aux protons mous (< 100 keV) envoyés par le Soleil, et la seconde, plus stable, reliée aux particules cosmiques énergétiques (> 100 MeV).

En règle générale, pour les sources suffisamment faibles, les photons X sont détectés par les CCD d'EPIC séparément, les uns à la suite des autres²⁶. Ils forment ainsi des suites d'événements (event lists) rassemblées en tables, qui précisent essentiellement les dates, lieux et énergies²⁷ des photons détectés (t, X, Y, E). Tout le travail d'analyse consiste ensuite à filtrer ces listes et en extraire un maximum d'informations.

Notons que les autres télescopes X à miroirs actuellement en opération (*Chandra, Suzaku, Swift/XRT*) fonctionnent, dans les grandes lignes, sur le même principe qu'*XMM-Newton*.

2.4.2 INTEGRAL

Le 17 octobre 2002, une fusée Proton de la RKA (l'agence spatiale Russe), tirée depuis Baïkonour, a déployé le grand observatoire gamma de l'ESA : *INTEGRAL* (*INTERNational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) (Winkler et al. 2003, Fig. 2.5, milieu). Son orbite est semblable à celle d'*XMM-Newton*, avec une excentricité $e = 0.8$, un périégée de 10^4 km et un apogée de 1.5×10^5 km.

Dans la gamme d'énergie où *INTEGRAL* opère (~ 10 keV–10 MeV), les photons ont des longueurs d'ondes inférieures aux distances inter-atomiques et se prêtent mal aux lois de la réflexion et de la réfraction, mises à profit dans les dispositifs optiques employés à plus basse

²⁴ En réalité, MOS 1 n'a plus que 6 CCD opérationnels.

²⁵ Les MOS disposent de spectromètres haute résolution, de basse énergie (0.3–2.5 keV), à réseaux dispersifs, les RGS (Reflection Grating Spectrometers, den Herder et al. 2001), dont nous ne ferons pas usage à cause de l'absorption substantielle du centre Galactique sous 2 keV (§ 2.2). Ces RGS utilisent la moitié du flux disponible dans les MOS, laissant l'autre moitié aux imageurs.

²⁶ Dans le cas des sources brillantes, un choix judicieux du mode d'observation, c'est-à-dire, en fait, du champ de vue (*full frame, large window, small window, timing, burst*), est censé éviter tout phénomène de saturation ou d'empilement (pile-up).

²⁷ Ceci autorise donc une spectroscopie non-dispersive à résolution modeste ($E/\Delta E \approx 20 - 50$).

Table 2.1 — Performances des imageurs d'*XMM-Newton* et *INTEGRAL*.

Caractéristique	<i>XMM-Newton</i>		<i>INTEGRAL</i>	
	<i>MOS (1 ou 2)</i>	<i>PN</i>	<i>JEM-X (1 ou 2)</i>	<i>IBIS/ISGRI</i>
Bande passante	0.15–12 keV	0.15–15 keV	3–35 keV	15–10000 keV
Champ de vue	30' × 30'	30' × 30'	13.2° × 13.2°	29° × 29°
PSF (FWHM)	5'' ^a	6''	3.3'	12'
Taille du pixel	1.1''	4.1''	1.5'	5'
Résolution temporelle	1.75 ms	0.03 ms ^b	0.12 ms	0.06 ms
Résolution spectrale ^c	70 eV	80 eV	0.19 keV	9 keV
Surface collectrice ^d	922 cm ²	1227 cm ²	100 cm ²	970 cm ²

^a La PSF de MOS 2 présente une forme vaguement triangulaire.

^b Cette résolution peut être réduite à 7 μ s en mode « burst » (sursaut).

^c Valeur à 1 keV pour *XMM-Newton*, 10 keV pour JEM-X et 100 keV pour ISGRI.

^d Idem que ^c.

énergie. D'autres techniques d'imagerie ont ainsi vu le jour dans les années 70–80 et celle qui a apporté, jusqu'à présent, les meilleures résolutions angulaires est la technique du « masque à ouverture codée » (Cf. Caroli et al. 1987 pour une revue). Son principe s'inspire vaguement de celui du sténopé (i.e. la chambre noire). Des trous sont pratiqués dans l'ouverture du télescope pour former un masque. (Celui-ci est généralement constitué d'un matériau à numéro atomique élevé, comme le tungstène, en vue de bloquer les rayons γ .) Les sources ponctuelles célestes (à l'infini) projettent ainsi, chacune, l'ombre de ce masque sur un détecteur (la caméra γ) ; la figure brute résultante est appelée « shadowgram ». Un algorithme adéquat de déconvolution doit ensuite permettre de reconstruire la position, le flux et le spectre de chaque source²⁸. Ainsi, en notant M la matrice représentative du masque ($M_{ij} = 0$ ou 1 pour les éléments opaques ou transparents, respectivement), D celle du détecteur, S celle du signal source γ et B celle du bruit de fond :

$$D = M \otimes S + B \quad (2.9)$$

où \otimes est l'opérateur de convolution cyclique. Une estimation S' du signal source peut être obtenue par l'application d'une fonction de décodage G liée au masque :

$$S' = G \otimes D = G \otimes M \otimes S + G \otimes B, \quad (2.10)$$

sous réserve que

$$G \otimes M_{(B=0)} = \delta, \quad (2.11)$$

en l'absence de bruit de fond. Il existe alors une relation bi-univoque entre S et S' . Les masques de type URA (Uniformly Redundant Array), par exemple, remplissent cette condition, tout en minimisant le bruit de fond (Fenimore and Cannon 1978).

Sur la plate-forme du satellite *INTEGRAL* sont alignés 4 télescopes à masques codés, aux performances inégales (Tab. 2.1) : IBIS (Imager on Board the INTEGRAL Satellite, Ubertini et al. 2003), JEM (Joint European Monitor) -X 1 et 2 (Lund et al. 2003), et SPI (SPectrometer on

²⁸ Il est à noter que l'image reconstruite est d'autant plus nette que les trous sont petits, donc pour gagner en luminosité sans perdre en finesse, il faut multiplier le nombre de trous. La résolution angulaire est donnée par la taille d'un trou vu depuis le détecteur :

$$\mathcal{A}_{MC} = \tan^{-1} \left(\frac{l}{H} \right) \quad (2.8)$$

où l est la largeur d'un trou et H la hauteur séparant le masque du détecteur.

board the INTEGRAL satellite, Vedrenne et al. 2003). Par la suite, nous ne nous intéresserons qu'aux 3 premiers.

Afin de réaliser une bonne estimation du bruit de fond, le satellite effectue en général un « dithering ». Ainsi, le temps d'observation d'une source est divisé en un certain nombre de poses élémentaires de ~ 30 min (les « science windows », ScW), pendant lesquelles l'axe du satellite est maintenu fixe. Entre chaque pose, cet axe se décale de $\sim 2^\circ$ dans le but de couvrir une grille de pointage autour de la cible. Deux modes de dithering sont prévus : une grille carrée (5×5) ou une grille hexagonale de 7 pointés (le mode « staring » où l'axe de pointage reste toujours braqué dans la même direction est aussi possible) (Jensen et al. 2003). Les diverses science windows peuvent être finalement combinées en mosaïques, via des outils distribués par le centre des données scientifiques, l'ISDC (INTEGRAL Science Data Center, Courvoisier et al. 2003), installé en Suisse à Versoix, non loin de Genève.

IBIS

Le télescope IBIS est doté d'un masque codé MURA (Modified Uniformly Redundant Array), constitué de 95×95 éléments en tungstène qui opacifient $\sim 50\%$ de l'ouverture. Environ 3 m plus bas, se situent deux plans de détection superposés, le tout étant plongé dans un puit d'anti-coïncidence BGO (Bismuth Germanate Oxyde).

Le plan détecteur supérieur est ISGRI (INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager, Lebrun et al. 2003). Il se compose de 8 modules indépendants, de 128 polycells chacun. Ces derniers comprennent tous 4×4 cristaux de CdTe, un semi-conducteur dense, apte à stopper les rayons γ de 15 keV à 1 MeV. Ce matériau présente une large bande interdite, ce qui lui donne l'avantage de fonctionner à température ambiante (Limousin et al. 2001). Une revue très complète des propriétés d'ISGRI pourra être consultée dans Renaud (2006).

Le plan détecteur inférieur, situé à 10 cm d'ISGRI, est PICsIT (Pixellated Imaging Caesium Iodide Telescope, Labanti et al. 2003). Il s'agit d'une couche de 64×64 barrettes de scintillateurs en CsI, complétant ISGRI à haute énergie (150 keV–10 MeV). PICsIT et ISGRI peuvent travailler en tandem dans le mode « Compton » : un photon γ diffuse dans ISGRI, puis dépose le reste de son énergie dans PICsIT. Connaissant les dépôts d'énergie en coïncidence, on peut remonter à la direction et énergie du photon incident (Forot 2006).

Une des caractéristiques remarquables d'IBIS est son très large champ de vue : $29^\circ \times 29^\circ$. Mais la notion de champ de vue d'un appareil à ouverture codée est assez subtile. En réalité, seuls $9^\circ \times 9^\circ$ sont totalement codés, ce qui signifie qu'une source dans ce champ restreint projette sur le détecteur la totalité du motif de base du masque. En dehors de cette portion du ciel, seuls des motifs incomplets sont projetés sur la caméra gamma. Ceci complique les analyses, notamment lorsque les lobes secondaires (les « fantômes ») des sources partiellement codées sont difficiles à distinguer de sources faibles totalement codées. Les procédures de traitement et de nettoyage de ces données sont expliquées dans Goldwurm et al. (2003b) et Goldwurm (2006a). En ce qui concerne la réponse angulaire d'IBIS, elle a été étudiée en profondeur par Gros et al. (2003) et délivre une PSF Gaussienne de $12'$ (FWHM)²⁹ avec une précision de localisation des cibles un peu meilleure que $1'$. Quant aux spécificités du fond d'ISGRI, on les trouve dans Terrier et al. (2003).

Précisons, pour finir, que l'instrument *Swift*/BAT que nous utiliserons au Chapitre 8 affiche un fonctionnement et des performances analogues à IBIS/ISGRI.

JEM-X

Les instruments JEM-X 1 et JEM-X 2 sont des télescopes à masques codés jumeaux. Leurs champs de vues individuels sont plus étroits que celui d'IBIS, mais néanmoins beaucoup plus

²⁹ Pour comparaison, le pouvoir séparateur de l'œil humain (sans défauts de vision) est de $\sim 1'$.

larges que celui d'*XMM-Newton* (Tab. 2.1). Les masques sont de type HURA (Hexagonal Uniformly Redundant Array) avec une transparence de 25%³⁰, tournés de 180° l'un par rapport à l'autre dans les deux télescopes.

Couvrant les X durs (3–35 keV), les détecteurs sont formés de chambres à gaz (90% de Xe + 10% de CH₄ sous 1.5 bar) avec micro-bandes électroniques. Ces dernières souffrent, hélas, d'un léger dysfonctionnement dans l'espace depuis leur mise sous tension. En effet, dès le début de la mission, une érosion des anodes beaucoup plus rapide que prévue, sans doute liée à l'irradiation des rayons cosmiques, a entraîné la perte de plusieurs des micro-bandes. Afin que les JEM-X tiennent le plus longtemps possible, la décision a été prise de limiter au maximum la détérioration des détecteurs, en (i) réduisant leur gain (ce qui s'accompagne malheureusement d'une réduction du rapport signal sur bruit) et (ii) en allumant seulement un détecteur à la fois, l'autre étant mis « en jachère » en attendant de prendre le relais (Brandt et al. 2003).

L'architecture des données et les procédures d'analyse sont relativement proches de celle d'IBIS/ISGRI (Westergaard et al. 2003).

2.4.3 *Fermi*

Une fusée Delta 2 de la NASA a propulsé le satellite *Fermi* (anciennement *GLAST*, *Gamma-ray Large Area Space Telescope*, Fig. 2.5, droite) sur une orbite basse le 11 juin 2008, depuis Cap Canaveral. Il évolue désormais à une altitude de 550 km, sur une trajectoire circulaire de 28.5° d'inclinaison, et possède une période de révolution de 96.5 min. A son bord se trouve le plus grand télescope gamma à conversion de paires jamais mis sur orbite : le « Large Area Telescope » (LAT, Atwood et al. 2009).

La conversion de paire repose sur le fait qu'un photon γ dont l'énergie est supérieure à $2m_e c^2$ (soit $E > 1.022$ MeV), est en mesure de créer une paire e^+e^- dans le champ électrique intense qui règne au voisinage d'un noyau atomique ou de son cortège électronique. Les trajectoires des particules de la paire suivent en gros celle du photon incident, pourvu que $E \gg 1.022$ MeV. Ainsi, dans un télescope fonctionnant au-delà de quelques dizaines de MeV, un premier dispositif est chargé de convertir les γ en paires, tout en détectant les trajectoires de ces dernières. On parle de convertisseur-trajectographe (converter-tracker). Le point délicat dans cette étape est que les paires peuvent diffuser dans l'épaisseur des différents plans convertisseurs et ainsi s'écarter de la direction du photon. Il faut donc faire en sorte que ces plans soient les plus fins possibles et continuent à convertir un maximum de γ . Enfin, les paires sont arrêtées par un calorimètre scintillateur, qui apporte la mesure de l'énergie des particules, en collectant la lumière de scintillation produite par les gerbes (Cf. Terrier 2002 pour davantage de détails sur le principe de ces télescopes).

Le LAT est opérationnel dans la gamme 30 MeV–300 GeV et renferme 16 plans convertisseurs en tungstène, pour une surface collectrice maximale de 9500 cm² entre 1–10 GeV. Comme indiqué plus haut, sa PSF s'améliore avec l'énergie : 3.5° à 100 MeV, 0.6° à 1 GeV et < 0.15° après 10 GeV. Concernant le calorimètre, il dispose de 8 couches de plans détecteurs, avec 96 cristaux scintillateurs de CsI par couche. Les parois extérieures du LAT sont tapissées par un indispensable bouclier d'anti-coïncidence formé de 89 scintillateurs plastiques pour rejeter le bruit de fond. Ce fond de particules chargées est, en effet, mille fois supérieur au flux de rayons gamma cosmiques à ces énergies.

Dans son mode d'opération normal, la plate-forme de *Fermi* maintient une orientation telle que le LAT pointe constamment en sens opposé de la direction de la Terre, avec un champ de vue extrêmement large de 2.4 sr. Un léger mouvement de balancier du satellite permet d'égaliser l'exposition sur chaque région du ciel. En conséquence, le LAT assure une couverture quasi totale de la voûte céleste en quelques heures, tel un « all-sky monitor ». Etant donnée

³⁰ Les éléments transparents du masque du JEM-X sont plus petits que ceux d'IBIS, ce qui conduit à une résolution angulaire plus fine (3.3').

cette stratégie d'observation qui ne fait pas appel à des pointés précis, la collaboration *Fermi* n'ouvre jamais d'appels d'offres d'observation, contrairement à ce que font régulièrement les observatoires *XMM-Newton* et *INTEGRAL*. Ainsi, pendant une durée d'un an après le lancement, la collaboration *Fermi* fut propriétaire des données du satellite, mais désormais, toutes les données deviennent publiques quasi-instantanément.

2.4.4 Le VLT

Le *Very Large Telescope (VLT)* est un observatoire de l'ESO (European Southern Observatory), juché à 2635 m d'altitude sur le Mont Paranal de la cordillère des Andes, au Chili (Fig. 2.6, gauche). Ce site, en plein désert d'Atacama et à seulement 12 km de l'océan Pacifique, est exceptionnel par ces conditions atmosphériques. Il s'agit de l'un des endroits les plus secs de la planète : l'humidité peut y descendre jusqu'à 5%. Les précipitations y sont donc très faibles (~350 nuits claires par an en moyenne) et l'atmosphère est très transparente aux infrarouges. L'altitude est l'autre point fort de Paranal, puisque l'observatoire est au-dessus de la couche d'inversion de l'atmosphère, ce qui assure un flot d'air laminaire juste au-dessus des coupes. De surcroît, la proximité de la mer régule les écarts de température entre la terre et l'air, réduisant d'autant la turbulence atmosphérique. Au final, le seeing moyen du site est de 0.65'' (mesuré en bande *R* à 665 nm, Sarazin et al. 2008). Signalons aussi l'isolation géographique qui garantit une pollution lumineuse minimale (la grande ville la plus proche, Antofagasta, est à 130 km au Nord)³¹.

Le *VLT* se compose de 4 télescopes géants de 8.2 m, pouvant observer le ciel séparément ou de concert en mode interférométrique, ainsi que 4 télescopes auxiliaires amovibles de 1.8 m, destinés à l'interférométrie³². Les télescopes principaux (Unit Telescopes, UT) se nomment en dialecte indien Mapuche : *Antu* (UT 1), *Kueyen* (UT 2), *Melipal* (UT 3) et *Yepun* (UT 4), ce qui signifie *Soleil*, *Lune*, *Croix du Sud* et *Vénus*, respectivement. Les premières lumières de ces unités, et de leurs instruments de première génération, se sont échelonnées entre 1999 et 2008. Leurs quatre grands miroirs primaires ont la spécificité d'être très fins (17.6 cm d'épaisseur) mais n'en reste pas moins lourds pour autant (23 tonnes chacun). Ils ont ainsi tendance à se déformer sous leur propre poids, ce qu'un système dit d'optique *active* corrige approximativement une fois par minute, à l'aide d'un ensemble de 150 vérins électromécaniques logés sous les miroirs. Les UT sont tous de type Ritchey-Chrétien et possèdent chacun quatre foyers : deux foyers Nasmyth (A et B), un foyer Cassegrain et un foyer coudé. Aux trois premiers sont installés des instruments autonomes (dont nous précisons deux exemples dans les paragraphes à venir : *VISIR* et *NACO*), tandis que le quatrième est réservé aux observations interférométriques.

VISIR

Le *VLT Imager and Spectrometer for the mid-InfraRed (VISIR)* a été mis en service sur l'UT 3 (foyer Cassegrain) en octobre 2004 (Lagage et al. 2004, Pantin et al. 2005). Il couvre les bandes *N* (8–13 μm) et *Q* (17–24 μm) de l'infrarouge moyen, par le biais d'un détecteur à semi-conducteurs en silicium dopés à l'arsenic (SiAs), de type BIB (Blocked Impurity Band), comprenant 256 \times 256 pixels. Deux voies sont permises : imagerie ou spectrométrie. Nous n'exploiterons que la première, qui autorise un champ de vue de soit 32.5'' \times 32.5'', soit 19.2'' \times 19.2'',

³¹ En 2008, le réalisateur du dernier James Bond, *Quantum of Solace*, a choisi la résidence des astronomes de Paranal pour en faire le repaire du « méchant » de son long métrage, joué par Mathieu Amalric. Si le film traduit assez bien l'aridité des lieux, il ne rend cependant pas hommage aux couleurs intenses du paysage et au caractère majestueux des télescopes (Fig. 2.6), dont il était prévu initialement qu'ils jouent, à l'écran, le rôle de « vulgaires gros réservoirs d'eau... » (Tim de Zeeuw, communication privée).

³² Deux autres télescopes, récemment érigés sur le site, sont dévolus aux grands relevés du ciel : le *VLT Survey Telescope (VST)* et le *Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy (VISTA)*.



Figure 2.6 — (*Gauche*) : Coucher de Soleil sur le mont Paranal (on distingue les coupoles ouvertes des quatre télescopes principaux). Photographie prise depuis la *Residencia* à l’occasion de la campagne d’avril 2009 (Chap. 6). (*Droite*) Le VLT en action : Yepun pointant le centre de la Voie Lactée avec l’étoile laser ; Melipal est en haut à gauche. Photographie par Y. Beletsky.

avec une résolution par pixel de $0.127''$ et $0.075''$, respectivement. Un choix d’une vingtaine de filtres spectraux étroits, ainsi que deux filtres larges pour la totalité des bandes N et Q , est proposé aux utilisateurs.

Les observations en MIR à Paranal sont peu troublées par la turbulence atmosphérique, en raison de la dépendance du seeing vis-à-vis de la longueur d’onde (§ 2.3). Ainsi, pour un seeing inférieur à $0.5''$, la finesse des images de VISIR est limitée uniquement par la diffraction (Eq. 2.6).

En revanche, l’atmosphère contamine grandement VISIR par son émission MIR propre. Elle se comporte, en effet, comme un corps noir de température 253 K, auquel s’ajoute un autre corps noir de 283 K dû au télescope lui-même. (Le détecteur est, quant à lui, refroidi à ~ 7 K par un cryostat, autrement l’observation du ciel serait impossible.) Il se trouve que le rayonnement thermique de l’environnement est si fort pour le détecteur, que les temps d’exposition (Detector Integration Times, DIT) ne peuvent excéder plus de quelques millisecondes. Par conséquent, les observations sont divisées en une multitude de poses individuelles, très courtes, finalement combinées pour bâtir l’image définitive. Etant donné que le fond surpasse largement le signal astronomique cherché, on effectue une soustraction du bruit par une méthode appelée « chopping & nodding » (Pantin 2010) :

- *Chopping* : on prend une première image de la source, puis une seconde après avoir pivoté le miroir secondaire de $16''$. On soustrait ensuite ces deux images pour les débarrasser de la majeure partie du fond. Il apparaît ainsi une trace positive et une autre négative de la source, séparée de $16''$. Afin que le ciel ne varie pas trop d’un pointé à l’autre, il faut que la fréquence d’alternance soit supérieure à la fréquence de variation de l’atmosphère. Elle a été fixée à 0.25 Hz (un changement toutes les 4 s) pour VISIR.
- *Nodding* : en réalité, la soustraction précédente laisse un fond résiduel lié essentiellement au télescope, car le chemin optique entre le miroir primaire et secondaire n’est pas exactement le même pour les deux images. Néanmoins, ce résidu évolue plus lentement que le ciel, c’est pourquoi il suffit, toutes les 30 s typiquement, de translater tout le télescope de $16''$ (dans une direction perpendiculaire à la direction de chopping) et de recommencer une opération de chopping. Au final, on soustrait les deux images qui découlent des séries de chopping successives et on récupère une image beaucoup plus propre, la source y sortant deux fois en positif et deux fois en négatif. Une dernière étape de traitement

consiste à additionner correctement ces quatre traces.

NACO

Cet acronyme est la contraction de NAOS (Nasmyth Adaptive Optics System, Rousset et al. 2003) et CONICA (COudé Near Infrared CAMERA, Lenzen et al. 2003), deux instruments inaugurés au foyer Nasmyth B³³ de Yepun en octobre 2002. La caméra CONICA est équipée d'une matrice de 1024×1024 pixels en InSb refroidie, sensible de 1 à $5 \mu\text{m}$, c'est-à-dire dans les bandes de l'infrarouge proche : *J* ($1 \mu\text{m}$), *H* ($1.25 \mu\text{m}$), *K* ($1.65 \mu\text{m}$), *L* ($2.2 \mu\text{m}$), *M* ($4.8 \mu\text{m}$). Cet appareil offre tout un éventail de modes d'observation (photométrie, coronagraphie, spectroscopie, polarimétrie, etc) et de tailles de pixels (de $0.055''$ à $0.0132''$), ce qui implique des champs de vue variables (de $56'' \times 56''$ à $14'' \times 14''$).

Pour ce qui est du bruit de fond infrarouge, il est nettement moins intense en NIR qu'en MIR, mais non négligeable pour autant. En dessous de $2.2 \mu\text{m}$, l'origine de ce fond est attribuée à l'émission de la molécule OH à $\sim 80 \text{ km}$ d'altitude, alors qu'au-dessus de $2.2 \mu\text{m}$, de même qu'en MIR, c'est l'environnement thermique local qui domine. Il convient donc toujours de soustraire un bruit de fond homogène, qui peut être estimé de manières différentes, selon la bande atmosphérique concernée. En bandes *IJK*, on essaye d'observer une portion de ciel vide de sources, appelée *blank sky*, ou juste *sky*. En bande *L*, le bruit devenant plus important relativement au flux des sources, on peut se contenter de prendre des poses (contenant la source) toutes légèrement décalées les unes par rapport aux autres (mode *auto-jitter*). Ainsi, en sommant toutes ces poses, on obtient une image très bruitée (ou les sources sont noyées et brouillées), qu'il suffit de soustraire correctement de chaque pose pour obtenir des images propres. Enfin, en bande *M*, on fait à nouveau appel à la solution du chopping & nodding.

Ce qui est certainement la caractéristique la plus notable de NACO est son système d'optique *adaptative* (NAOS). Sans cet outil, les images NIR seraient dominées par le seeing, fut-il aussi bon que celui de Paranal. Et la différence entre la limite de diffraction³⁴ et le seeing, dans ces circonstances, est considérable ; grâce à l'optique adaptative on gagne un facteur entre 10 et 100 en finesse³⁵.

Le principe de l'optique adaptative, avancé pour la première fois par Babcock (1953), est le suivant : un capteur (le Wave Front Sensor, WFS) détecte les irrégularités du front d'onde d'une source de référence, puis un système d'asservissement déforme un miroir secondaire dans le but de redresser le front d'onde. Dans le cas de NAOS, ce sont 185 actuateurs piézo-électriques qui corrigent le miroir secondaire en temps réel. Un autre miroir secondaire, mobile, est chargé d'effectuer, dans la même boucle de rétroaction, un mouvement de « tip-tilt » (basculement autour de 2 axes), afin d'éliminer le déplacement apparent de la source dans le champ de vue, lié à la circulation des cellules atmosphériques (§ 2.3). Tout ceci exige une étoile de référence (Natural Guide Star, NGS) brillante et dans le champ de vision, le plus proche possible de la cible. Avec NACO, cette étoile peut-être choisie soit visible, soit infrarouge, grâce à l'existence de deux WFS différents³⁶. Malheureusement, la probabilité de trouver une NGS convenable, sur

³³ Comme son nom l'indique, CONICA était initialement prévu pour le foyer coudé.

³⁴ La résolution de Yepun à la limite de diffraction, dans les différentes bandes NIR, est de : $0.032''$ (*J*), $0.042''$ (*H*), $0.056''$ (*K*), $0.098''$ (*L*) et $0.0123''$ (*M*).

³⁵ Les performances optiques d'un télescope sont souvent exprimées par le rapport de Strehl, *S*. Il correspond au ratio entre le maximum de la PSF réelle et le maximum de la PSF qui serait obtenue si l'optique était parfaite (limitée seulement par la diffraction). *S* varie donc théoriquement entre 0 et 1, sauf qu'en pratique, l'obstruction du télescope (liée à son miroir secondaire) réduit toujours le flux dans la tache centrale, si bien que, typiquement, au mieux : $S_{\text{max}} \approx 0.8$.

³⁶ Une lame séparatrice (le « dichroïque ») a pour fonction d'envoyer une partie du faisceau vers le détecteur et l'autre partie vers le WFS. Or, la nature de cette lame doit être choisie convenablement, car elle dépend des bandes respectives dans lesquelles sont observées la NGS et la cible. C'est un point important comme nous le verrons au Chapitre 6.



Figure 2.7 — Le télescope *APEX* au Soleil couchant. Photographie par A. Lundgren.

une région quelconque du ciel, est de seulement $\sim 3\%$, ce qui restreint beaucoup l'application de cette technique. C'est pourquoi, l'ESO a mis au point sur Yepun un dispositif capable de créer une étoile artificielle de référence, dans n'importe quel champ de vue : l'étoile laser (Laser Guide Star, LGS). Comme on l'observe sur la photographie reproduite en Figure 2.6 (droite), un puissant (4 W) faisceau laser jaune (589.5 nm), de 50 cm de diamètre, est envoyé dans le champ du pointé. La lumière de ce laser au sodium grimpe jusqu'à 90 km d'altitude, où elle rencontre une fine couche de sodium dans la mésosphère, qui la rétrodiffuse en partie et donne ainsi naissance à une étoile artificielle de 11–13 mag. Cela étant, pour des raisons qui tiennent au chemin optique suivi par le laser, différent de celui des étoiles naturelles, cette LGS ne suffit pas à corriger le tip-tilt, si bien qu'une nouvelle étoile de référence naturelle est nécessaire. Quand bien même les critères de sélection de cette dernière sont moins exigeants que ceux d'une NGS classique, ceci limite toutefois l'application de l'optique adaptative à approximativement 65% du ciel.

2.4.5 *APEX*

L'*Atacama Pathfinder EXperiment* (*APEX*, Güsten et al. 2006) a été implanté sur l'altiplano du Chajnantor, à ~ 300 km de Paranal à vol d'oiseau, au Nord-Est du désert d'Atacama. Le site est à plus de 5100 m d'altitude (Fig. 2.7), ce qui lui confère une hygrométrie extrêmement faible (< 1 mm), idéale pour l'observation du ciel en submillimétrique³⁷.

Comme son nom l'indique, *APEX* est un prototype d'antenne, inauguré en 2005, pour le futur grand observatoire (sub)millimétrique *ALMA* (*Atacama Large Millimeter Array*), qui s'établira bientôt au même endroit et rassemblera 86 paraboles, opérant dans l'intervalle 0.3–9.6 mm.

Le miroir d'*APEX* mesure 12 m de diamètre et a été spécialement traité en surface dans le but de diffuser la lumière optique et infrarouge, de telle sorte qu'il peut parfaitement œuvrer en plein jour. L'instrument principal qui équipe cette antenne est appelé LABOCA (Large *APEX* BOLometer CAMera, Siringo et al. 2009). Il s'agit d'une matrice de bolomètres (e.g. Revéret 2004), qui fonctionne dans la bande atmosphérique à 345 GHz (850 μm). Ces bolomètres sont des détecteurs hétérodynes complexes, à base de supraconducteurs (refroidis à seulement 0.3 K), surmontés de cornets, ce qui leur confère à chacun une taille de faisceau (beam) de $\sim 19''$

³⁷ En raison de l'altitude, l'emplacement du télescope est beaucoup moins hospitalier que Paranal. L'antenne est donc commandée à distance, depuis une salle de contrôle en contrebas de la montagne, à 2500 m d'altitude.

(FWHM)³⁸. La caméra compte 295 de ces bolomètres, arrangés en hexagone, et couvre un champ de vue total de $11.4' \times 11.4'$. Dans ces conditions, il s'avère que la matrice de bolomètres sous-échantillonne le champ : la séparation entre les canaux voisins est environ deux fois la taille du beam ($36''$). Ainsi, pour obtenir des cartes du ciel totalement échantillonnées, il est nécessaire de faire défiler le ciel sur la matrice en faisant basculer une partie du télescope, selon un schéma prédéterminé (mode *spiral*, *on-the-fly*, etc).

³⁸ Cette valeur équivaut grossièrement à la notion de PSF évoquée pour les autres instruments de cette section et peut donc être considérée comme le pouvoir séparateur de l'appareil.

Chapitre – 3

Le centre Galactique

Sommaire

3.1	Vision contemporaine de la Voie Lactée	37
3.2	Le centre Galactique à l’œil nu	38
3.3	Survol historique	40
3.4	Le centre Galactique en radio	41
3.5	Le centre Galactique en infrarouge	43
3.6	Le centre Galactique en rayons X	44
3.7	Le centre Galactique en rayons gamma	50

LONGTEMPS resté caché sous un épais voile de gaz et de poussières, le centre véritable de notre Galaxie est une région riche et complexe, où cohabitent et interagissent étoiles, nuages moléculaires, champs magnétiques, rayons cosmiques et un trou noir supermassif, le tout à « seulement » 8 kpc de nous. Le centre Galactique constitue ainsi un formidable laboratoire astrophysique, d’autant plus unique que tous les autres centres Galactiques équivalents au nôtre sont au moins 100 fois plus éloignés (M 31 est à ~ 700 kpc). Nous commencerons par rappeler notre vision contemporaine de la Voie Lactée et l’illustrerons par des observations dans le visible. Puis, après un bref survol historique qui permettra de mieux saisir comment nous en sommes arrivés à cette vision de la Galaxie et notamment la localisation de son centre, nous remonterons le spectre électromagnétique de la radio aux rayons γ de manière à décrire les ~ 200 pc centraux à grande échelle. De nombreuses revues existent sur le sujet, on pourra par exemple consulter celles de Mezger et al. (1996), Morris and Serabyn (1996) et Morris (2003).

3.1 Vision contemporaine de la Voie Lactée

On sait désormais que la Voie Lactée est une Galaxie de type spirale barrée (SBc), composée d’un disque de 30 kpc de diamètre et d’un renflement sphérique, appelé le bulbe, qui occupe les 6 kpc centraux (Fig. 3.1) (e.g. Hüttemeister 2003). Telle une petite galaxie elliptique, ce bulbe est assez dépourvu de gaz et renferme une population stellaire âgée à longue durée de vie (5–10 milliards d’années), de faible ou moyenne masse, de $\sim 10^{10} M_{\odot}$ au total. Dans le disque

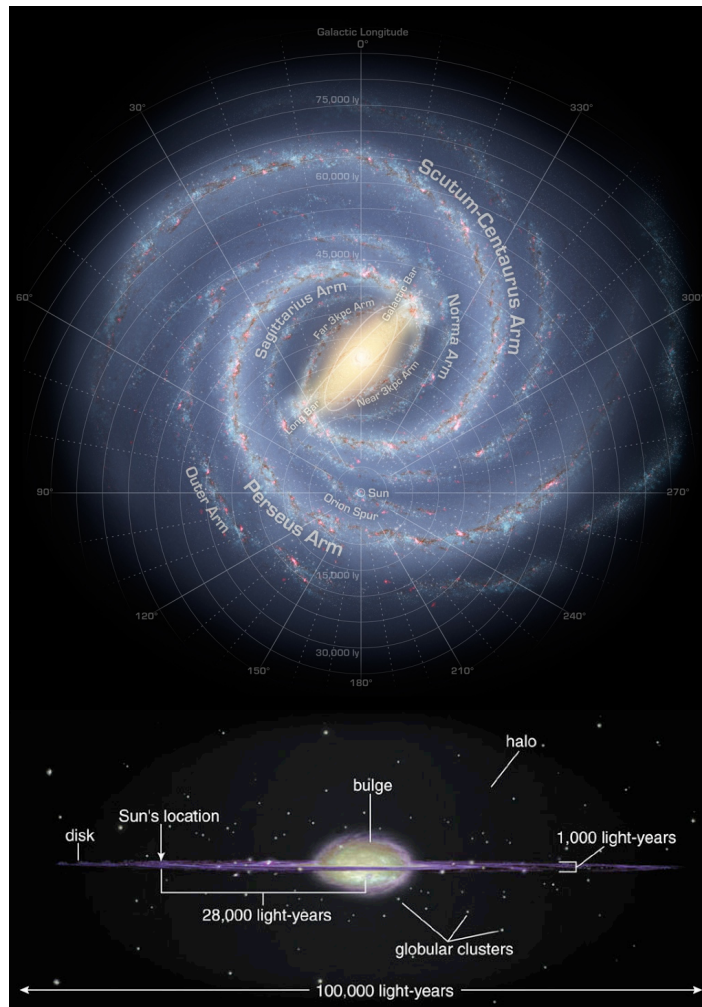


Figure 3.1 — Vues d’artistes de la Voie Lactée de face (*haut*) et de profil (*bas*).

apparaissent 4 bras spiraux majeurs, qui concentrent la majorité du gaz et de la poussière de la Galaxie, et sont des sites privilégiés de formation stellaire. En masse visible, la composition chimique de ce milieu interstellaire est de 70% d’hydrogène, qu’il soit sous forme neutre (H I), ionisée (H II) ou moléculaire (H₂, généralement amassé dans des nuages moléculaires géants), près de 30% d’hélium, et quelques fractions de pour-cents de métaux essentiellement forgés dans les explosions de supernovae. Au total, la Voie Lactée rassemble $\sim 10^{11}$ étoiles. Notre système solaire occupe une position périphérique du disque, dans le petit bras d’Orion, à environ 8 kpc du centre (Cf. § 3.3, § 4.5.1). Tandis que les étoiles les plus lointaines forment une arche laiteuse sur la voûte céleste, qui n’est autre que le disque et le bulbe vus par la tranche depuis la Terre, les plus proches apparaissent parsemées toutes autour de nous et dessinent les constellations d’avant plan.

3.2 Le centre Galactique à l’œil nu

Le centre précis de la Voie Lactée coïncide avec la frontière séparant deux constellations du ciel austral : le Sagittaire³⁹ (♐) et le Scorpion (♏). Il s’agit de constellations du Zodiaque,

³⁹ Dans la mythologie, l’identité du Sagittaire n’est pas très claire. Il s’agit d’un Centaure archer, sorte de créature mi-homme mi-cheval, parfois identifié à Chiron, et en tous cas doté d’une nature assez agressive.

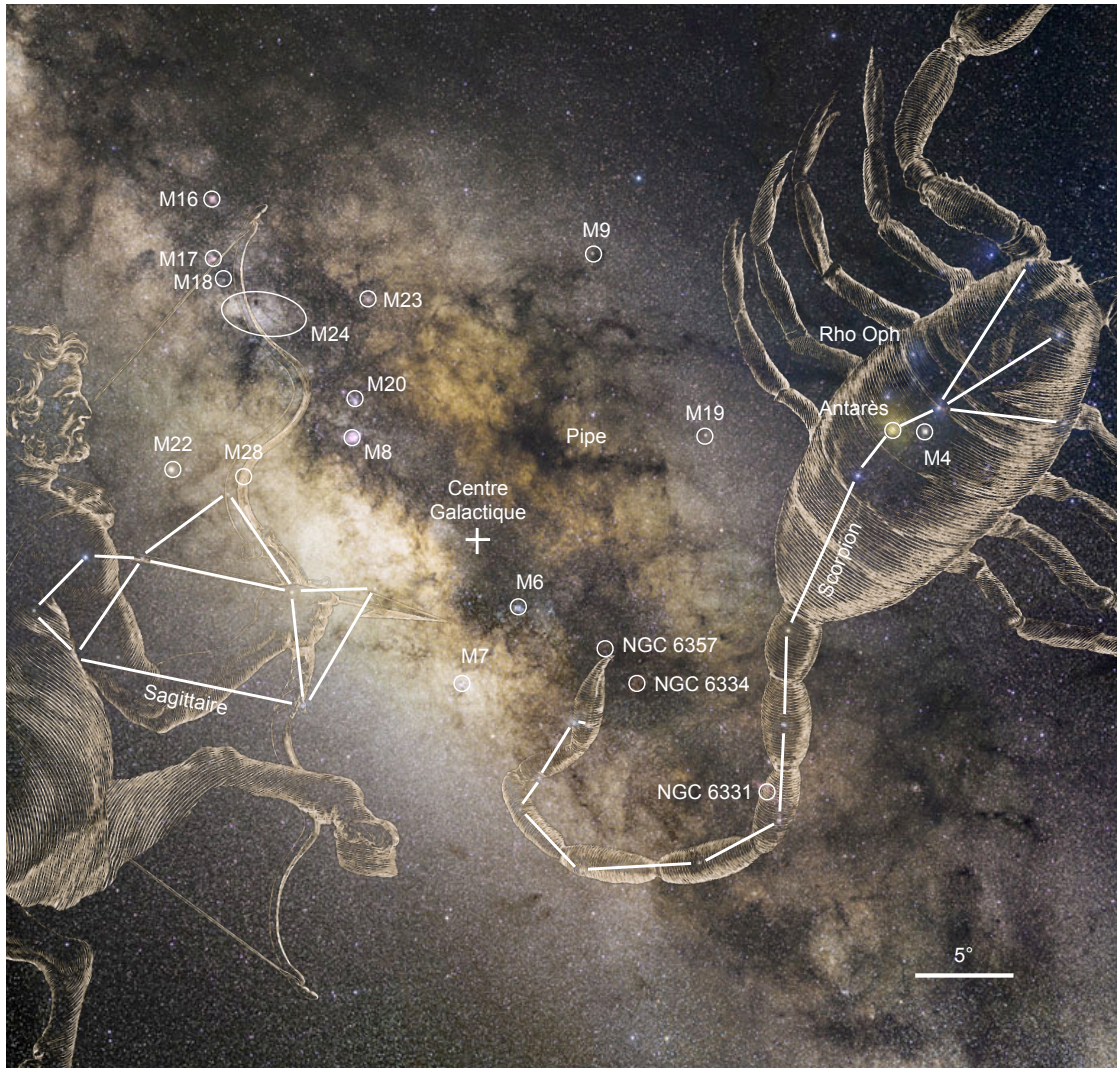


Figure 3.2 — Le bulbe Galactique en lumière visible. Le centre véritable de la Voie Lactée, marqué d'une croix blanche, se retrouve coincé entre la pointe de la flèche du Sagittaire et le dard du Scorpion. Les étoiles principales de ces constellations sont reliées par des lignes et les emplacements des principaux objets diffus sont indiqués par des cercles. Mosaïque de fond par S. Brunier et gravures par J. Hevelius.

plus facilement observables depuis l'hémisphère Sud⁴⁰ et facilement reconnaissables à l'œil nu par leurs formes. La disposition des étoiles les plus brillantes du Sagittaire évoque notamment, avec un peu d'imagination, une théière encore fumante, un petit nuage stellaire judicieusement placé faisant office de vapeur... (Fig. 3.2).

Quand on a la chance d'observer cette région au zénith depuis un site dégagé, sans Lune, on peut reconnaître très nettement le bulbe à l'œil nu. On note tout aussi facilement les nuages de gaz et de poussières qui écrantent ce qui se trouve en arrière plan (Chap. 2), si bien qu'en lumière visible on ne voit que la partie superficielle des régions centrales et c'est pourquoi nous n'en parlerons pas davantage. Pour sonder le centre Galactique, il faut avoir recours à d'autres rayonnements : soit radio et infrarouge à basse énergie, soit X et γ à haute énergie. Nous passerons ces gammes du spectre en revue dans quelques paragraphes, mais avant cela,

⁴⁰ L'anticyentre Galactique est, quant à lui, plus facilement accessible depuis l'hémisphère Nord puisqu'il se trouve dans la constellation du Cocher, non loin de la nébuleuse du Crabe (M 1).

un petit détour par l'histoire s'impose pour nous rappeler les étapes qui nous ont permis d'en arriver à cette vision contemporaine.

3.3 Survol historique

« *La Voie Lactée est constituée d'étoiles très petites et serrées qui, à cause de la distance du ciel à la Terre, nous paraissent former une masse unie.* »

— Démocrite

L'intuition géniale de Démocrite, déjà 400 ans avant notre ère, quant à la nature de cette grande arche blanchâtre qui traverse la voûte céleste, ne sera confirmée par l'observation directe qu'en 1609 par Galilée et sa célèbre lunette. Ce dernier nous rapporte ses trouvailles à travers *Le messager céleste* (1610), dans lequel il conclue triomphalement :

Ainsi, toutes les discussions qui, pendant tant de siècles, ont partagé les philosophes, prennent fin devant la certitude qui s'offre à notre vue, et grâce à quoi nous sommes libérés des disputes verbeuses. La Voie Lactée n'est autre, en effet, qu'un amas d'innombrables étoiles disséminées en petits tas : quelle que soit la région dans laquelle on dirige la lunette, aussitôt se présente à la vue un nombre considérable d'étoiles, dont plusieurs se montrent grandes et distinctes ; mais la multitude des petites étoiles demeure complètement indiscernable.

Toutefois, l'interprétation géométrique de la Voie Lactée comme un vaste disque d'étoiles en rotation, la détermination de son centre, et la réalisation de notre appartenance à ce grand édifice ne seront pas immédiates...

A la fin du XVIII^{ème} siècle, c'est William Herschel qui entreprends le premier le projet de nous situer dans la Galaxie. Il fait l'hypothèse (malheureusement fausse) qu'en comptant les étoiles dans différentes portions du ciel, il pourra aisément identifier le centre Galactique comme la région avec la plus haute concentration d'étoiles. Mais, ne trouvant pas d'asymétrie dans la distribution stellaire⁴¹, Herschel en déduit que nous habitons le centre de la Galaxie (Fig. 3.3).

Herschel n'est pas le dernier astronome à parvenir à cette conclusion. En 1906, Jacobus Kapteyn commence une étude similaire sur la taille et forme de la Voie Lactée. Il scrute ainsi 206 étoiles à des endroits spécifiques du ciel et analyse leur brillances apparentes et mouvements propres. Après 16 ans de travail, il publie ses résultats : notre Galaxie mesure 30000 années-lumière de diamètre, 6000 d'épaisseur et le système solaire se retrouve, une fois encore, en plein centre. Ce modèle Galactique héliocentrique restera le modèle dominant pour plusieurs années.

En 1914, Harlow Shapley entame ses travaux sur les amas globulaires à l'observatoire du Mont Wilson avec le télescope de 1.5 m, le plus gros télescope du monde à l'époque. Il découvre rapidement des Céphéides variables dans ses amas, ce qui lui permet d'estimer la distance de 93 d'entre eux à l'aide de la relation période-luminosité des Céphéides établie par Henrietta Leavitt quelques années auparavant. A la surprise de Shapley, ses estimations de distances sont particulièrement grandes—de 50000 à 220000 années-lumière, en contradiction avec les résultats de Kapteyn. Mais il y a plus surprenant encore : la distribution en 3D des amas globulaires qu'il trouve l'amène à conclure que le centre de notre Galaxie se situe dans la constellation du Sagittaire à ~ 40000 années-lumière, résultat qu'il fait connaître sous le nom de « théorie de la grande Galaxie » en 1918.

⁴¹ Il sait que la Galaxie est aplatie comme l'a suggéré Kant, et voit des concentrations plus grandes dans le disque qu'ailleurs, mais trouve ce dernier uniforme par différents sondages.



Figure 3.3 — La forme de notre Galaxie (vue en coupe) telle qu'elle fut déduite par W. Herschel en 1785 dans son article intitulé *On the construction of the heavens*. Le Soleil y occupait une position proche du centre (point noir).

Alors que les estimations de distance de Shapley rencontrent beaucoup d'oppositions, son positionnement du centre Galactique dans le Sagittaire est plus largement accepté. En effet, en 1927, Jan Oort annonce ses résultats quant aux mouvements des étoiles dans le voisinage du Soleil. Ainsi qu'il l'avait prédit, ces étoiles montrent une rotation différentielle, les plus proches du centre circulant plus vite que les plus lointaines. En évaluant la position du point autour duquel les étoiles pivotent, il trouve le centre Galactique à seulement 2° des estimations de Shapley. La distance au centre de 19000 années-lumière déterminée par Oort, en revanche, s'ajuste mieux au modèle de Kapteyn.

Si Kapteyn, Shapley et Oort ont produits des résultats si dispersés et discordants quant à la distance et position du cœur de la Galaxie, c'est qu'il leur a manqué une pièce essentielle du puzzle : l'extinction interstellaire. En 1930, Robert Trumpler examine des amas globulaires et évalue leur distance en comparant la luminosité apparente de certaines de leurs étoiles et leurs luminosité absolue déduite de leur couleur. Son étude place à nouveau le Soleil au centre d'une Galaxie de 35000 années-lumière de diamètre. Mais il trouve une curieuse corrélation entre la distance et la taille apparente des amas : plus ils sont loin de nous, et plus ils sont grands ! Trumpler s'attend évidemment à la corrélation inverse (par un effet de perspective) et réinterprète ses données en introduisant une composante de matière obscurcissante dans le disque de la Galaxie (une magnitude d'extinction pour 5000 années-lumière). Il élimine ainsi la corrélation anormale entre la distance et la taille et comprend que la majorité de la poussière absorbante est dans le disque puisque les amas au-dessus et en-dessous du plan Galactique sont moins obscurcis que les autres.

Dans les années 30, la communauté astronomique accepte donc, finalement, le fait que le centre Galactique est localisé en direction de la constellation du Sagittaire, comme l'ont démontré Shapley et Oort. On réalise également à cette époque que le noyau Galactique est totalement inaccessible à l'observation en lumière visible puisque caché derrière un écran opaque. Personne ne se doute alors que l'avènement prochain de l'astronomie radio va enfin lever le voile.

3.4 Le centre Galactique en radio

À la fin des années 20, Karl Jansky, ingénieur des laboratoires Bell Telephone, étudie les sources de bruit susceptibles de parasiter les futures communications téléphoniques transatlantiques à courtes longueurs d'ondes (10–20 m). Il construit une antenne fonctionnant à 20.5 MHz et identifie ainsi trois sources de parasites : (i) les orages proches, (ii) les orages lointains se réverbérant sur l'ionosphère et (iii) « un bruit constant d'origine inconnue ». Après des observations répétées, Jansky s'aperçoit que ce dernier bruit n'émane pas de la Terre, mais d'une région du ciel qui se lève tous les jours 4 min plus tôt (ce qui disqualifie par conséquent le Soleil). Une analyse plus fine de ses données lui permet enfin de localiser ce signal radio dans

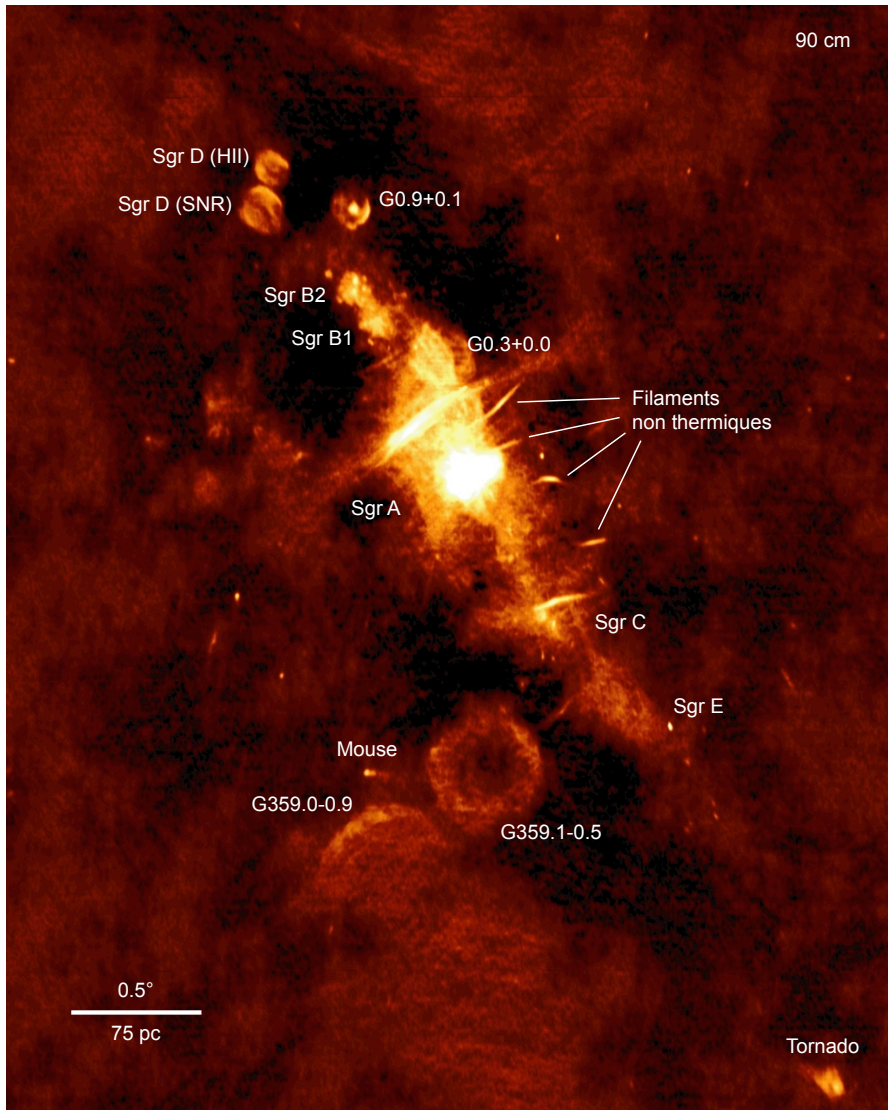


Figure 3.4 — Carte radio à 90 cm des 4×5 degrés centraux de la Galaxie obtenue par le VLA. Les coordonnées utilisées sont équatoriales, ie. le Nord est vers le haut, l'Est vers la gauche et le plan galactique court du bord supérieur gauche au bord inférieur droit. D'après Kassim et al. (1999).

la zone du Sagittaire et de faire le lien avec le centre Galactique (Jansky 1933)⁴². La découverte est d'importance puisqu'elle inaugure la détection de rayonnements électromagnétiques non-optiques en provenance du cosmos. Mais, bien qu'elle fasse l'objet d'un article dans le *New York Times* en 1933 qui titrait *New Radio Waves Traced to Centre of the Milky Way*, cette trouvaille rencontre peu d'échos dans la communauté astronomique. C'est seulement après la seconde guerre mondiale, quand la technologie radar, amplement développée par les militaires pendant le conflit, passera aux mains des astronomes, que la radioastronomie prendra son essor.

En 1959, Frank Drake utilise le télescope radio de Green Bank pour observer le centre Galactique et le résout en 4 composantes distinctes baptisées Sagittarius A, B1, B2 et C, mettant ainsi en évidence la complexité morphologique de ce secteur. A ce jour, l'un des relevés radio

⁴² Il est intéressant de noter que le choix de la fréquence utilisée par Jansky est un heureux hasard, car il se trouve que le centre Galactique émet une grande quantité de radiation à 20 MHz. Par ailleurs, ces mesures ont été conduites pendant un minimum d'activité solaire, ce qui, là aussi, fut une chance car en période de maximum, l'émission à 20 MHz aurait sans doute été bloquée par l'ionosphère terrestre.

grand champ ($4^\circ \times 5^\circ$) les plus spectaculaires des régions internes de la Galaxie est assurément celui obtenu par Kassim et al. (1999) avec le VLA, reproduit en Figure 3.4. On y distingue avec forces détails une collection unique de structures se chevauchant, dont essentiellement :

- le puissant complexe radio Sagittarius A (abrégé en « Sgr A ») de 15 pc de rayon (aux propriétés duquel nous consacrerons le Chapitre 4) qui abrite, entre autres, la source Sgr A*, c'est-à-dire la contrepartie radiative du trou noir supermassif central (dont il sera question tout au long de la Partie II) ;
- des régions H II⁴³ à l'intérieur de nuages moléculaires géants (Sgr B2, Sgr C), dont nous observons en radio le continuum thermique ($\sim 10^4$ K) des électrons libres (bremsstrahlung free-free) ;
- des filaments non-thermiques de plusieurs dizaines de pc de long pour seulement quelques fractions de pc d'épaisseur, qui présentent tous une forte polarisation linéaire (Yusef-Zadeh et al. 1984). Il s'agit très probablement d'un rayonnement synchrotron (§ 5.3.1) émis par des électrons relativistes⁴⁴ spiralant autour des lignes d'un champ magnétique Galactique à grande échelle. L'allure de celui-ci est poloïdal (étant donné l'orientation des filaments, tous orthogonaux au plan Galactique) et son intensité est estimé à ~ 1 mG par l'absence de distorsions dans les filaments (à comparer aux ~ 1 μ G du reste du plan Galactique) (Morris and Serabyn 1996) ;
- des vestiges de supernovae (SuperNovae Remnants, SNR) dont les coquilles non-thermiques (synchrotron) sont en expansion (e.g. G 0.9+0.1, G 359.1–0.5), et témoignent d'une activité de formation stellaire sous-jacente, ainsi que de la présence de sites d'accélération de particules.

3.5 Le centre Galactique en infrarouge

Chronologiquement, la deuxième fenêtre spectrale à s'être ouverte sur le centre Galactique après la radio est celle de l'infrarouge. A la suite des travaux précurseurs de Stebbins et Whitford à la fin des années 40, ce sont Eric Becklin and Gerry Neugebauer qui, en 1968, scannent pour la première fois le plan Galactique à haute résolution (avec une ouverture de $0.08'$) en infrarouge proche ($2.2 \mu\text{m}$). Ils découvrent un pic d'intensité en direction de Sgr A et confortent la position du centre Galactique trouvée en radio. Le récent relevé infrarouge du ciel 2MASS (2 Microns All-Sky Survey) en Figure 3.5 (gauche) illustre bien cette concentration d'étoiles vers Sgr A, parfois appelée le « bulbe nucléaire ». Les observations montrent que la densité d'étoiles dans ce bulbe augmente grossièrement en r^{-2} , avec r la distance au centre, entre $r = 100$ et $r = 1$ pc, rayon en-dessous duquel elle atteint un plateau de $10^7 M_\odot \text{pc}^{-1}$. Le contenu stellaire du bulbe nucléaire est cependant légèrement différent de celui du bulbe Galactique, étant donnée notamment la présence de plusieurs amas d'étoiles jeunes et massives responsables de régions H II (continuum thermique et raies de recombinaison) : l'amas du Quintuplet⁴⁵, l'amas des Arches—tous deux à moins de 35 pc du centre—et l'amas central (centré sur Sgr A*) dont nous reparlerons au Chapitre 4 (voir Fig. 3.6, bas). Tous contiennent des étoiles au stade Wolf-Rayet (agées de moins de 10^7 ans), ce qui reflète, une fois de plus, une formation stellaire

⁴³ Il s'agit de régions composées d'atomes d'hydrogène ionisés par un intense rayonnement ultraviolet. La recombinaison des électrons et des protons s'accompagne de raies spectrales dans le visible, dont notamment la série de Balmer, qui signe l'arrivée de l'électron sur le niveau $n = 2$, et comporte la célèbre raie H_α ($n = 3 \rightarrow n = 2$), caractérisée par une couleur rouge vive. Ces zones sont souvent associées à des nuages moléculaires qui sont le siège de formation stellaire, et où le rayonnement énergétique d'étoiles jeunes et chaudes peut occasionner l'ionisation de vastes étendues de H_2 .

⁴⁴ La provenance de ces particules est encore obscure, mais il est probable que, dans les cas où les filaments sont connectés à des nuages moléculaires, les particules soient injectées par des amas d'étoiles jeunes et chaudes.

⁴⁵ Le Quintuplet est connu, en particulier, pour abriter ce qui semble être l'étoile la plus brillante de toute la Voie Lactée, l'étoile supermassive « Pistol » (Fig. 3.6, bas).

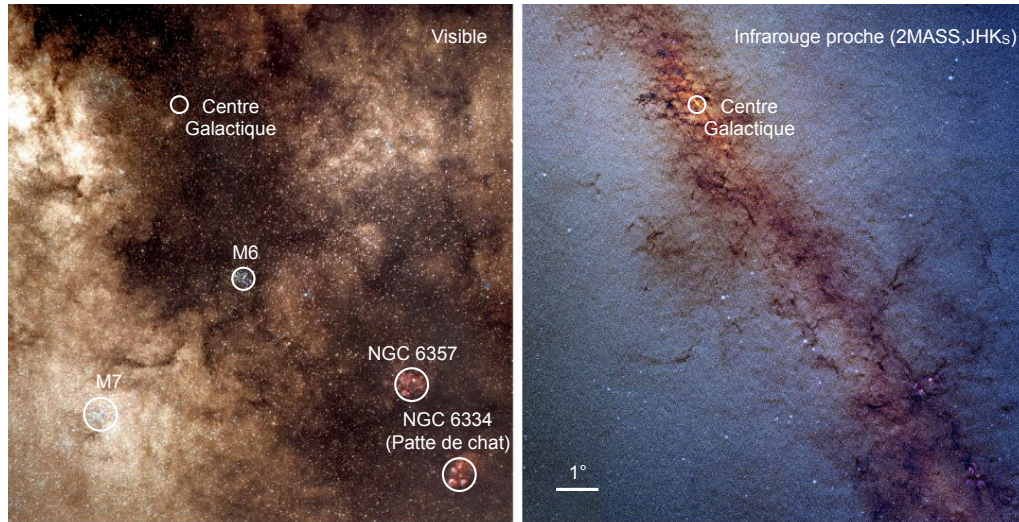


Figure 3.5 — Le centre Galactique mis à nu. (*Gauche*) Les degrés centraux de la Galaxie en visible. (*Droite*) La même région en infrarouge proche par le relevé 2MASS permet de s’affranchir d’une bonne partie de l’écran interstellaire. Les fausses couleurs utilisées (rouge, vert, bleu pour 2.2, 1.6 et 1.2 μm , respectivement) illustrent le fort rougissement des étoiles du centre Galactique.

récente ou permanente, en tout cas assez inhabituelle étant donné la présence d’un trou noir supermassif à proximité (Morris 1993).

Même si la dynamique de cette région est contrôlée essentiellement par le contenu stellaire, le centre Galactique possède également une quantité de grands nuages moléculaires très denses ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) qu’on devine⁴⁸ sur l’image *Spitzer* reproduite sur la Figure 3.6 (haut). La zone couverte par cette image s’étend sur 600 pc en longitude Galactique et 100 pc en latitude. Elle a été baptisée la « zone centrale moléculaire » (Central Molecular Zone, CMZ) et renferme à elle seule une fraction significative de la masse de l’ensemble du gaz moléculaire de notre Galaxie ($\sim 10^6 M_{\odot}$, soit 10% de la masse totale, alors qu’elle ne représente que 1% de la Voie Lactée en volume). Ces nuages moléculaires sont des sites privilégiés de formation stellaire et alimentent en partie le complexe Sgr A.

3.6 Le centre Galactique en rayons X

La première annonce de détection d’une source X dans le Sagittaire date des débuts de l’astronomie X (Bowyer et al. 1965). Elle est à porter au crédit du groupe de Herbert Friedman⁴⁹ du Naval Research Laboratory (NRL), qui a eu recours au vol d’une fusée Aerobee pour effectuer ses observations en 1964. Des mesures par des groupes rivaux des institutions MIT, Lockheed, et AS&E, se sont multipliées par la suite (Clark et al. 1965, Fisher et al. 1966, Gursky et al. 1967, Bradt et al. 1968). Il est alors apparu clairement que la plupart des nouvelles sources détectées se rassemblent autour du noyau Galactique, tandis que ce dernier semble lui-même beaucoup

⁴⁷ La raie infrarouge Pa_{α} de l’atome d’hydrogène est associée au passage de l’électron du niveau $n = 4$ à $n = 3$.

⁴⁸ Ils se détachent beaucoup mieux sur les cartes de l’infrarouge lointain et du (sub)millimétrique du fait de leur rayonnement thermique et des raies rotationnelles des molécules qui les composent (e.g. Tsuboi et al. 1999a).

⁴⁹ Au lendemain de la seconde guerre mondiale, Friedman équipe des fusées V2 (capturées aux forces allemandes) de compteurs Geiger aptes à collecter des rayonnements de haute énergie. En 1949, il propulse l’ensemble à haute altitude et révèle la première source X du ciel, notre Soleil. Seulement, rapporté aux distances des autres étoiles, le flux de ce dernier est très faible, ce qui aurait pu marqué la mort dans l’œuf de l’astronomie X... Mais en 1962, contre toute attente, Ricardo Giacconi et son équipe ont découvert la première binaire X, Sco X-1, ce qui a permis à l’astronomie X de prendre définitivement son envol.

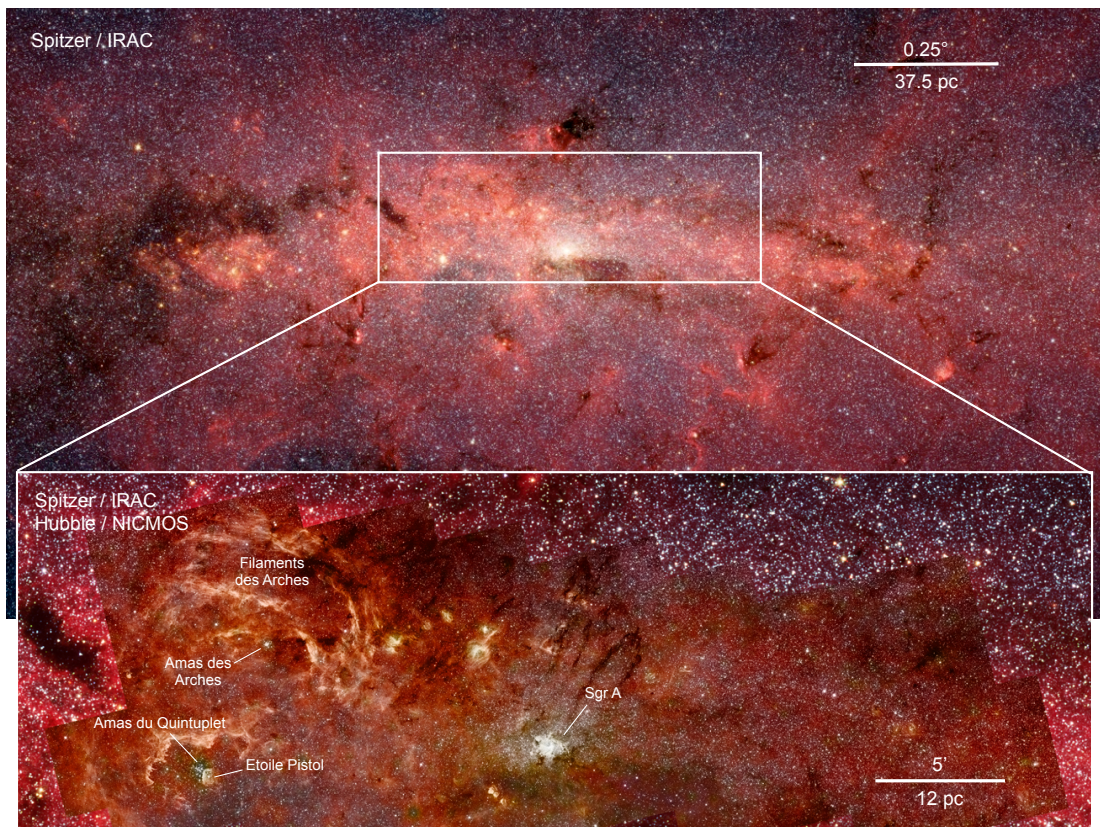


Figure 3.6 — (*Haut*) Panorama composite du centre Galactique en infrarouge moyen par *Spitzer/IRAC* à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm (en bleu, vert, orange et rouge, respectivement) et en coordonnées Galactiques. (*Bas*) Zoom sur la zone centrale par *Hubble* dans la raie Paschen- α^{47} à 1.87 μm dans le proche infrarouge. Images *SST* et *HST* par S. Stolovy et Q.D. Wang, respectivement.

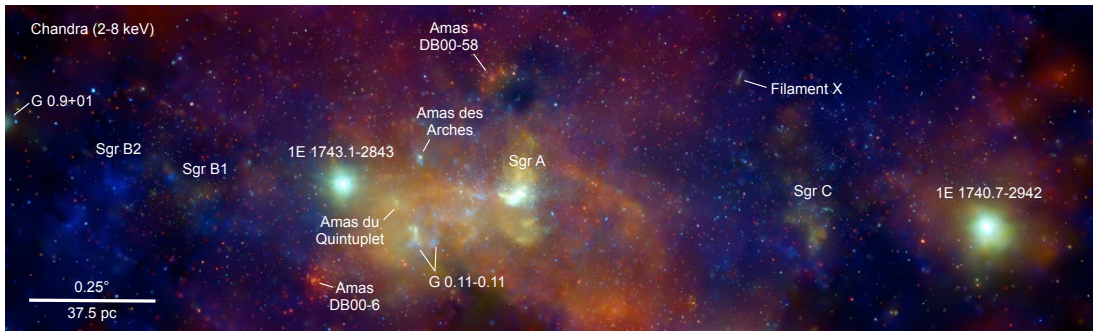


Figure 3.7 — Mosaïque composite *Chandra* des quelques degrés centraux (environ 4 fois le diamètre apparent de la Lune) en coordonnées Galactiques (rouge = 2–4 keV, vert = 4–6 keV, bleu = 6–8 keV). Elle a été construite pour faire ressortir l’aspect diffus, de sorte que les sources binaires transitoires passent inaperçues (1E 1740.7–2942 et 1E 1743.1–2843 sont constamment en activité au moins depuis leur découverte, ce qui explique leur vif éclat). Image initiale par M. Munro.

plus silencieux.

Depuis cette époque, le centre Galactique a toujours constitué une cible de choix pour les instruments à haute énergie, chaque nouvelle mission spatiale, de *Uhuru* à *Chandra*, ayant apporté son lot de découvertes. Les cartes X actuelles de la région en portent d’ailleurs encore l’empreinte à travers les matricules des sources, dont les premières lettres font en général référence au satellite qui les a épinglées pour la première fois. Les progrès ont été très rapides : la précision des observations dans les X mous est passée de l’équivalent de la lunette de Galilée à l’analogue du *VLT* en à peine 40 ans, soit 10 fois plus rapidement que les progrès du domaine visible. L’évolution des observations du centre Galactique par les principales missions X a fait l’objet de plusieurs revues détaillées par Goldwurm (2006b, 2007, 2008a, 2010) et Bélanger (2006). Nous nous focaliserons ici essentiellement sur les résultats les plus récents obtenus par *Chandra* et *XMM-Newton* (Cf. § 2.4.1) en X mous, et *INTEGRAL* (Cf. § 2.4.2) en X durs.

3.6.1 Les X mous : 0.1–10 keV

La résolution atteinte actuellement avec les plus grands instruments X opérant dans la fenêtre des X mous, *XMM-Newton* et *Chandra*, rivalise avec celle des meilleurs télescopes travaillant dans les autres registres du spectre électromagnétique ($\sim 0.5''$ sur l’axe optique pour *Chandra*). On obtient ainsi des images du centre Galactique en rayons X comparables à celles des Figures 3.4 et 3.6, qui se révèlent également d’une grande complexité, comme en atteste l’assemblage de pointés *Chandra* en Figure 3.7. On y discerne à la fois des sources ponctuelles et des sources étendues, que nous décrivons ci-dessous (les résultats relatifs au complexe Sgr A seront abordés au Chapitre 4).

Sources ponctuelles

Deux catégories différentes de sources ponctuelles apparaissent nettement sur la Fig. 3.7 :

- Les plus brillantes ($> 10^{34}$ erg s $^{-1}$) qui sont des binaires X abritant un objet compact accrétant, trou noir ou étoile à neutrons (e.g. 1E 1740.7–2942, 1E 1743.1–2843). Dans la bande des X mous, certains de ces astres restent assez anodins en raison de la forte absorption en direction du centre Galactique qui coupe grandement le flux en dessous de 2 keV. C’est surtout au-delà de 10 keV qu’elles nous apparaissent le mieux (Cf. § 3.6.2).
- Une population de sources ponctuelles plus modestes (10^{31-33} erg s $^{-1}$) qui comprend ~ 9000 individus recensés dans un champ de $2^\circ \times 0.8^\circ$ par Munro et al. (2009). Leur dis-

tribution suit la même loi en r^{-2} que les étoiles en infrarouge. Environ 2200 sources sont bien détectées en dessous de 1.5 keV, ce qui suggère qu'il s'agit de spécimens d'avant plan. Les ~ 6200 restantes sont vraisemblablement situées au centre Galactique ou au-delà. Les indices spectraux très durs de ces entités dénotent une proportion importante de CV magnétisées (polaires ou polaires intermédiaires). On dénombre également des binaires X quiescentes et quelques étoiles massives rassemblées dans les amas stellaires principaux.

Sources étendues

L'émission diffuse du centre Galactique est complexe et fait aujourd'hui l'objet d'intenses débats. Elle comporte au moins trois composantes réparties dans toute la région, plus quelques structures étendues isolées :

- Une composante molle inégale, bien décrite par un plasma de température $k_B T \approx 1$ keV. On la repère principalement à l'aide des raies atomiques K_α ⁵⁰ et K_β des ions hydrogéoïdes et héliumoïdes de Si, Ar, Ca, et en particulier du soufre à ~ 2.4 keV. Cette composante peut être expliquée en totalité par l'interaction des vestiges de supernovae ou des vents d'étoiles jeunes et massives avec le milieu interstellaire.
- Une composante dure caractérisée par des raies K_α du fer fortement ionisé : l'ion héliumoïde Fe XXV (Fe^{24+}) à 6.7 keV et l'ion hydrogéoïde Fe XXVI (Fe^{25+}) à 6.9 keV (Koyama et al. 1989). Elle est uniformément distribuée, concentrée au niveau du plan Galactique et piquée sur le centre, très exactement comme la dorsale Galactique⁵¹. L'interprétation la plus directe de cette émission est celle d'un plasma collisionnel chaud de température $k_B T \approx 6-7$ keV. Mais un gaz si chaud ne serait pas confiné gravitationnellement et s'échapperait de la Galaxie en moins de 10^5 ans (Sunyaev et al. 1993). Quant à sa régénération, elle exigerait une quantité d'énergie trop importante et une source dont l'origine reste inconnue, même si certains auteurs ont imaginé d'utiliser l'hélium au lieu de l'hydrogène (pour faciliter le confinement), ainsi que le mouvement de nuages moléculaires dans le fort champ magnétique qui règne au centre Galactique comme mécanisme de chauffage (Belmont 2005). Une autre explication serait que cette composante est en réalité produite par une myriade de sources discrètes, faibles et non-résolues, probablement des CV, comme cela semble être le cas pour la dorsale Galactique (Revnivtsev et al. 2009). Mais des études récentes avec *Suzaku* montrent en particulier que la répartition de l'émission ne suit pas parfaitement celle des étoiles et favorisent plutôt un plasma chaud (Koyama et al. 2007a, 2009).
- Une autre composante assez dure que l'on peut tracer par la raie K_α du fer neutre ou faiblement ionisé (Fe I–XVI) à 6.4 keV (Koyama et al. 1996). Cette composante présente une morphologie différente de la raie 6.7 keV, étant moins uniforme et clairement corrélée à la distribution de matière moléculaire de la CMZ. Un plasma ionisé chaud entraînerait préférentiellement un spectre continu thermique émaillé de raies dans la bande 6.5–6.9 keV. De ce fait, cette raie à 6.4 keV est probablement d'origine non-thermique. Deux courants d'idées ont vu le jour : soit la raie résulte de la photo-ionisation du fer par des photons d'énergies supérieures à 7.1 keV (Sunyaev et al. 1993, Sunyaev and Chura-

⁵⁰ En spectroscopie X, la raie K_α correspond à la transition d'un électron de la couche L ($n = 2$) vers le niveau fondamental (couche K, $n = 1$) et est semblable à la raie Lyman- α de l'atome d'hydrogène. Il s'agit en fait généralement d'un doublet ($2p \rightarrow 1s$) dont les énergies diffèrent par l'interaction spin-orbite entre le spin de l'électron et le moment angulaire de l'orbitale 2p. De manière similaire, la raie K_β résulte de la transition de la couche M vers la couche K ($3p \rightarrow 1s$).

⁵¹ La dorsale Galactique (« Galactic Ridge » ou « Galactic Ridge X-ray Emission », GRXE) est une émission X relativement dure à l'origine incertaine, dispatchée le long du plan Galactique, à $\pm 40^\circ$ du centre en longitude, et qui a été découverte par le satellite *EXOSAT* (*European X-ray Observatory SATellite*) (Warwick et al. 1985).

zov 1998) (auquel cas un électron de la couche interne K est délogé puis remplacé par un électron de la couche L, il s'agit alors d'un phénomène de fluorescence), soit l'électron K est extrait par un bombardement d'autres particules, des électrons (Valinia et al. 2000) ou protons (Dogiel et al. 2009) de basse énergie. En plus de la raie spectrale, ces deux scénarii s'accompagnent d'une émission continue que l'on doit à la diffusion Thompson de la radiation incidente sur le fer froid dans le cas de la photo-ionisation⁵² et au rayonnement de freinage (bremsstrahlung) non-thermique des rayons cosmiques dans le second cas. Une observable décisive pour départager ces deux écoles de pensée est la variabilité temporelle de cette émission. Nous y reviendrons au Chapitre 9 à travers l'étude de plusieurs nuages moléculaires (e.g. Sgr B2, G 0.11–0.11, le Bridge) avec *INTEGRAL* et *XMM-Newton*.

- Des restes de supernovae dont on mesure essentiellement l'émission thermique sous forme d'un continuum et de raies, comme Sgr A Est (Cf. § 4.1) ou G 0.9+0.1 (Porquet et al. 2003b). Cette dernière source entre aussi dans la famille des nébuleuses de pulsar, famille qui compte une vingtaine d'autres candidats dans les 40 pc centraux (Muno et al. 2008). Une dizaine de filaments X non-thermiques, semblables à ceux identifiés en radio (§ 3.4), pourraient également correspondre à des nébuleuses de pulsars de forme cométaire (Johnson et al. 2009). Elles seraient alors des sites d'accélération de particules et contribueraient certainement de manière significative à l'émission γ de la zone (Cf. § 3.7.2).

3.6.2 Les X durs : 10–100 keV

Etant donné leur fort pouvoir de pénétration, les rayons X durs ont l'avantage de ne quasiment pas souffrir de l'absorption photoélectrique interstellaire et l'inconvénient de ne pas se prêter facilement aux jeux de miroir de l'imagerie des X mous. Au début des années 90, l'imagerie à masque codé (Cf. Chap. 2) a opéré une révolution dans l'observation du ciel aux énergies supérieures à 10 keV, en permettant d'atteindre des résolutions meilleures que 30'. Ce progrès, semblable à l'introduction des miroirs à incidence rasante dans le domaine des X mous, a permis d'y voir plus clair dans la région encombrée du centre Galactique. Les balayages successifs dans la bande des X-durs (3–30 keV) par *Spacelab-2/XRT* (Skinner et al. 1987) puis *GRANAT/ART-P* (Pavlin et al. 1994), et dans la bande des γ mous (30–1000 keV) par *GRANAT/SIGMA* (Goldwurm 2001), ont montré que le noyau Galactique est dominé par de puissantes binaires X. Ces dernières sont pour la plupart des binaires X de faible masse (LMXB) dont l'agglomération au centre Galactique est attendue, puisqu'il s'agit de systèmes évolués concentrés dans le bulbe Galactique. Le télescope *INTEGRAL/ISGRI* a accumulé plus de 20 millions de secondes d'exposition sur la région entre 2003 et 2009 et a, par conséquent, obtenu à la fois des cartes très précises (Fig. 3.8) et un suivi assez régulier de la variabilité temporelle de ces astres (Kuulkers et al. 2007). Les principaux objets accrétants sont :

- **1E 1740.7–2942** : une LMXB⁵³ abritant un candidat trou noir. Son émission est très dure et, en général, la plus intense du centre Galactique (e.g. del Santo et al. 2005). L'intensité du motif à 511 keV en provenance de cette source au début des années 90 lui a valu le qualificatif de « grand annihilateur ». Ceci a notamment motivé un suivi avec le *VLA* qui a révélé une contrepartie radio à double jet et donné naissance au concept de « micro-quasar » (Mirabel et al. 1992).
- **1E 1743.1–2843** : un objet brillant à la luminosité remarquablement stable au fil du

⁵² Dans ce cas, on s'attend également à une bordure d'absorption K dans le spectre au-delà de 7.1 keV, ainsi qu'une largeur équivalente de la raie à 6.4 keV relativement conséquente (~ 1 keV).

⁵³ Il pourrait aussi s'agir d'un trou noir stellaire solitaire, accrétant directement du gaz depuis le nuage moléculaire dont il est temporairement l'hôte (Mirabel et al. 1991).

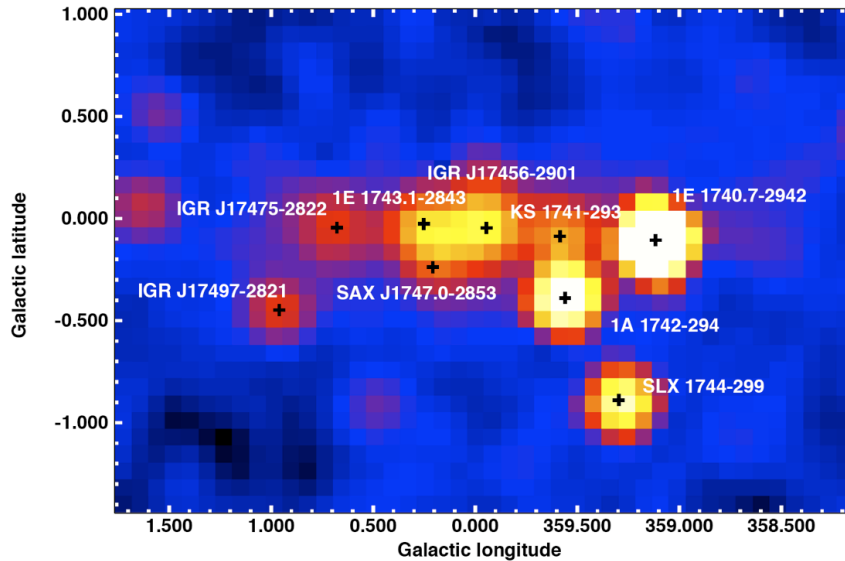


Figure 3.8 — Carte de significativité du centre Galactique en rayons X durs (20–40 keV). Les quadrillages ont été effectués par l’instrument *INTEGRAL*/ISGRI et collectés entre 2003 et 2009, pour une durée totale de 20 Ms. Les principaux objets d’apparence ponctuelle sont marqués par des croix noires hormis les sursauteurs X GRS 1741.9–2853 et AXJ1745.6–2901 qui se confondent dans l’image avec la source centrale IGR J17456–2901. Mosaïque extraite de Terrier et al. (2010).

temps, dont la nature est inconnue (Porquet et al. 2003c).

- **KS 1741–293** : une LMXB, sursauteur X⁵⁴ et transitoire⁵⁵, récemment étudiée avec *INTEGRAL* (de Cesare et al. 2007) et *Chandra* (Martí et al. 2007).
- **1A 1742–294** : une LMXB, sursauteur X et variable sur des échelles de quelques mois. Il s’agit du sursauteur le plus actif du centre Galactique et produit des sursauts de toutes les 0.5 h à toutes les 3 h (Galloway et al. 2008).
- **SLX 1744–299/300** : cette source se compose, en fait, d’une paire de LMXB sursauteurs X, séparés d’à peine $\sim 3'$ et donc confondus pour *INTEGRAL* (Skinner et al. 1990, Sakano et al. 2002).
- **SAX J1747.0–2853** : une LMXB, sursauteur X et transitoire (Natalucci et al. 2004).
- **IGR J17497–2821** : une LMXB transitoire, dissimulant un candidat trou noir, dévoilée en 2006 par *INTEGRAL*/ISGRI (Paizis et al. 2007).
- **GRS 1741.9–2853** : une LMXB, sursauteur X et transitoire, située à $\sim 10'$ de Sgr A*, à laquelle nous dédions la majeure partie du Chapitre 8.
- **AXJ1745.6–2901** : une LMXB, sursauteur X, transitoire, sujette à des éclipses et des obscurations partielles (« dips »). Elle se situe à seulement $1.3'$ de Sgr A* et est généralement confondue avec l’exact centre Galactique dans les instruments à ouverture codée. Nous l’étudions également avec des données récentes au Chapitre 8.

De surcroît, *INTEGRAL* a découvert une faible source d’émission persistante en direction du centre exact de la Galaxie : IGR J17456–2901 (Fig. 3.8) (Bélanger et al. 2004, 2006, Bélanger 2006). Celle-ci avait échappé de peu à l’instrument SIGMA (Système d’Imagerie Gamma à

⁵⁴ Les sursauteurs X sont une classe de sources hébergeant une étoile à neutrons accrétante et sujette à des explosions thermonucléaires se manifestant par des flash, ou sursauts, en rayons X (Cf. Partie III).

⁵⁵ Par « transitoire » il faut entendre que la source passe par des périodes de faible activité, pendant lesquelles elle n’est en principe pas détectée par les instruments X et se trouve, probablement, en état de quiescence.

Masque Aléatoire) à bord de *GRANAT* (*Gamma Rentgenovskii Astronomitcheskii Naoutchnii apparAT*⁵⁶) et avait ainsi conduit dans les années 90 à un article publié dans la revue *Nature* sous le titre provocateur « *Possible evidence against a massive black hole at the Galactic Centre* » (Goldwurm et al. 1994). IGR J17456–2901 est d'apparence ponctuelle, son centroïde étant positionné aux coordonnées équatoriales : R.A. = 17^h45^m42^s.5, Dec. = –28°59'28" (J2000) avec une incertitude de 1'. Elle est donc compatible avec la position de Sgr A*, quoique la résolution d'*INTEGRAL/ISGRI* ne permet aucune association définitive avec aucun objet du complexe Sgr A. Le spectre de cette émission s'ajuste bien avec une loi de puissance d'indice $\Gamma \approx 3$ ($dN/dE \propto E^{-\Gamma}$) et correspond à une luminosité intégrée entre 20 et 400 keV de $\sim 5.4 \times 10^{35}$ erg s⁻¹. Il est important de noter que le spectre d'IGR J17456–2901 ne peut pas être expliqué par l'extrapolation au-delà de 20 keV du spectre thermique du plasma chaud à $k_B T \approx 6.5$ keV, utilisé pour rendre compte de l'essentiel de l'émission X diffuse. Une composante non-thermique relativement molle, s'étendant jusqu'à 150 keV est clairement présente et d'origine controversée. Certains auteurs ont envisagé que IGR J17456–2901 puisse être la contrepartie à haute énergie de la binaire AX J1745.6–2901 (Revnitsev et al. 2004). Nous nous pencherons sur ce point au Chapitre 5 et y examinerons également l'effet des éruptions X de Sgr A*. L'absence générale de variabilité de IGR J17456–2901, ainsi que l'absence d'une contrepartie X ponctuelle, brillante et persistante, suggère qu'il s'agit soit d'une émission diffuse concentrée dans les 10–20 pc centraux, soit de la superposition des contributions de sujets ponctuels non-résolus. Mais dans ce dernier cas, même un contingent de CV magnétisées peine à expliquer le signal après 100 keV. Remarquons, ceci étant, qu'à haute énergie (> 50 keV), la morphologie de la source change légèrement et que le centroïde semble glisser vers les longitudes Galactiques négatives. Une corrélation se dessine alors avec l'émission dans la raie à 6.4 keV du nuage moléculaire avoisinant G 0.11–0.11, ce qui n'est pas sans rappeler une autre source de nature diffuse découverte par *INTEGRAL* et coïncidente avec le nuage moléculaire Sgr B2 : IGR J17475–2822 (Fig. 3.8) (Revnitsev et al. 2004). Le déclin graduel de cette source depuis 2003, en adéquation avec l'évolution de son flux à 6.4 keV soutient l'hypothèse que Sgr B2 est une nébuleuse en réflexion, irradiée très certainement par une éruption ancienne de Sgr A* (Chap. 9).

3.7 Le centre Galactique en rayons gamma

Si les résolutions atteintes par les instruments modernes en radio, infrarouge et X mous sont aujourd'hui comparables, la situation est, en revanche, plus confuse à haute énergie comme on vient de le voir avec les X durs. En rayons γ , au delà de 100 MeV⁵⁷, l'utilisation de masques codés est proscrite, si bien que la précision de localisation diminue et rend les identifications des sources gamma plus délicates encore.

3.7.1 Le domaine du GeV

L'instrument EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment), embarqué sur le *Compton Gamma-Ray Observatory*, a repéré dans les années 90 un excès significatif d'émission gamma au centre de la Galaxie sortant de l'émission diffuse induite par l'interaction de rayons cosmiques avec le milieu interstellaire local (Mayer-Hasselwander et al. 1998). Cette source, 3EG J1746–2851, semble un peu étendue, mais reste marginalement compatible avec une

⁵⁶ Appareil scientifique d'astronomie X et gamma.

⁵⁷ Nous ne nous appesantirons pas sur la région du MeV mais mentionnerons seulement la structure étendue à 511 keV récemment observée par le spectromètre SPI équipant *INTEGRAL*, qui présente deux composantes : une première qui remplit tout le bulbe de 6° de largeur, et une seconde liée au disque qui pourrait être asymétrique. Cette émission est due à des annihilations de paires e^+e^- , ce qui implique une injection de positrons de $\sim 10^{43}$ e⁺ s⁻¹, la genèse de ces derniers restant très incertaine (e.g. Schanne 2010).

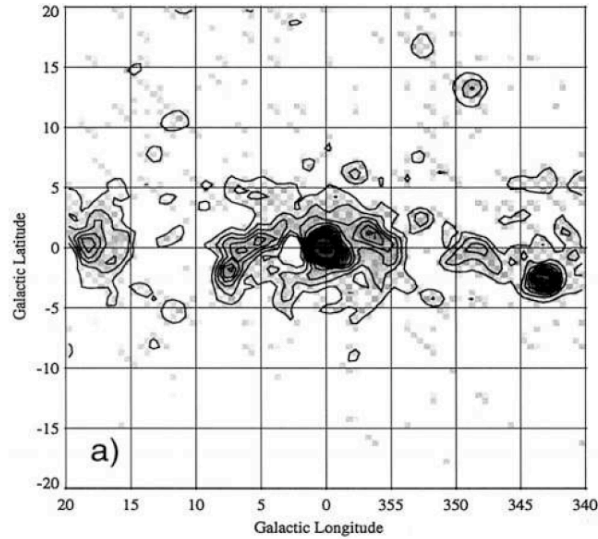


Figure 3.9 — Carte résiduelle du centre Galactique dans la bande 1–10 GeV obtenue par *Compton*/EGRET, après soustraction d'un modèle d'émission diffuse. Extrait de Mayer-Hasselwander et al. (1998).

source ponctuelle (Fig. 3.9) positionnée légèrement à l'extérieur du noyau ($\sim 0.2^\circ$) (Hartman et al. 1999). Son spectre a été caractérisé par une loi de puissance brisée d'indices $\Gamma \approx 1.3$ et $\Gamma \approx 3.1$ avant et après la cassure à 1.9 GeV, respectivement, ce qui lui confère une luminosité intégrée de $\sim 2.2 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$ (100 MeV – 10 GeV).

Le satellite *Fermi* (Cf. 2.4.3) a été lancé récemment afin de reprendre les observations du ciel dans l'intervalle 50 MeV – 100 GeV, avec une sensibilité et résolution accrues, par rapport à l'observatoire *Compton*. L'expérience LAT a ainsi corroboré les résultats d'EGRET en détectant une source compatible avec l'emplacement de Sgr A*, listée dans le 1^{er} catalogue de la collaboration sous le nom : 1FGL J1745.6–2900c (Abdo et al. 2010). La nature de cette émission est ignorée pour l'instant, encore que certains modèles de propagation de rayons cosmiques (Chernyakova et al. 2011) parviennent à la relier à la source de centre Galactique visible au TeV que nous introduirons au paragraphe suivant. Pour clarifier sa nature, nous discuterons la variabilité de 1FGL J1745.6–2900c en relation avec des éruptions de Sgr A* au Chapitre 6. Il est intéressant de noter qu'un autre excès significatif qui sera visible dans la carte de *Fermi* présentée dans ce même chapitre, 1FGL J1747.6–2820c, est concordant avec Sgr B2.

3.7.2 Le domaine du TeV

Au début des années 2000, grâce à l'imagerie Cherenkov atmosphérique, une source de rayons γ de très haute énergie (~ 1 TeV) d'apparence ponctuelle a été décelée dans le noyau Galactique par les collaborations *CANGAROO-II* (Tsuchiya et al. 2004), *Whipple* (Kosack et al. 2004) et *HESS* (Aharonian et al. 2004, Rolland 2005) (Fig. 3.10). Les résultats de cette dernière sont les plus précis et les plus sensibles. La source centrale, HESS J1745–290, est maintenant localisée dans un périmètre de seulement 13'' de rayon qui inclue Sgr A* (Acero et al. 2010). HESS J1745–290 est non-variable et présente un spectre en loi de puissance de 300 GeV à 30 TeV d'indice spectral $\Gamma \approx 2.1$, avec une cassure exponentielle au-delà de ~ 16 TeV (Aharonian et al. 2009, Vivier 2009). Ce spectre est trop dur pour pouvoir être expliqué par un signal d'annihilation de particules de matière noire qui seraient, de fait, trop lourdes. Cette source est plutôt attribuée aux rayonnements issus de leptons ou hadrons accélérés, sans que les mécanismes d'accélération et de rayonnement à l'œuvre soient connus pour l'instant. Il existe essentiellement deux candidats à l'intérieur de la boîte d'erreur de HESS J1745–290, qui sont

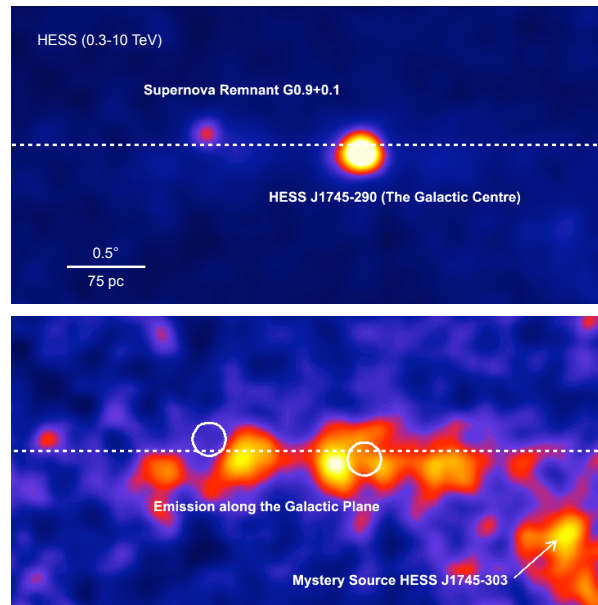


Figure 3.10 — Le centre Galactique au TeV vu par *HESS* (sources ponctuelles soustraites en bas pour faire ressortir l'émission diffuse). Adapté de Aharonian et al. (2006).

G 359.95–0.04 et Sgr A*. G 359.95–0.04 est une nébuleuse de pulsar découverte en rayons X par *Chandra* (Cf. § 4.5.2), dont les leptons accélérés pourraient convertir le champ de photons ambiant en rayons γ de très haute énergie par un processus Compton inverse (§ 5.3.1). Autrement, Sgr A* pourrait aussi être le site d'accélération (i) de protons (Aharonian and Neronov 2005) donnant naissance à des photons γ par le biais de décroissances de π^0 , ou (ii) d'électrons (Atoyan and Dermer 2004), formant ainsi une sorte de plérion. Un autre plérion est d'ailleurs bien visible dans la carte de la Figure 3.10 (haut), c'est le reste de supernova mixte G 0.9+0.1, dont la coquille est remplie d'une jeune nébuleuse de pulsar et qui est la deuxième source du centre Galactique la plus brillante au TeV.

Il est à noter que la collaboration *HESS* a également fait état d'une émission diffuse (Fig. 3.10, bas) bien corrélée avec la distribution des nuages moléculaires de la CMZ (Aharonian et al. 2006). Ce rayonnement serait compatible avec l'idée que la source centrale (qui affiche le même spectre) ait accéléré dans un passé récent (quelques milliers d'années), les hadrons qui diffusent et interagissent aujourd'hui avec les complexes moléculaires qu'ils ont pris pour cibles.

DEUXIÈME PARTIE

Sagittarius A^{*}

Chapitre – 4

Le complexe Sgr A

Sommaire

4.1	Sgr A Est	55
4.2	Le disque circumnucléaire	57
4.3	Sgr A Ouest	57
4.4	L'amas central d'étoiles	58
4.5	Sagittarius A*	63
4.6	Modèles d'émission de Sgr A*	70
4.7	Cette thèse	74

CE chapitre est dédié aux multiples facettes de la structure Sgr A, c'est-à-dire la petite zone de $10 \text{ pc} \times 10 \text{ pc}$ située au cœur de notre Galaxie, très lumineuse de la radio aux rayons X. Nous débiterons par un gros plan en radio, puis présenterons l'amas d'étoiles central en infrarouge et, enfin, détaillerons le phénotype de la source centrale Sgr A*. A chaque étape, nous montrerons que tout concourt à faire de Sgr A* la manifestation radiative d'un authentique trou noir supermassif dont la masse est comprise entre 3 et 4 millions de fois celle du Soleil. Trois ouvrages ont déjà été consacrés à ce sujet (Melia 2003, 2007, Eckart et al. 2005) ainsi que de nombreuses revues (e.g. Melia and Falcke 2001, Genzel et al. 2010, pour les plus complètes).

4.1 Sgr A Est

Il s'agit d'une structure de forme ovale découverte au sein du complexe Sgr A en radio (Fig. 4.1, haut droite). Sa taille est de $3.5' \times 2.5'$ ($8 \text{ pc} \times 6 \text{ pc}$) et son centre géométrique se situe en projection à $50''$ (2 pc) de Sgr A*. Très vite, il a été suggéré que Sgr A Est soit un reste de supernova, mais ses caractéristiques observationnelles et la forte densité du milieu dans lequel il est supposé s'étendre ont soulevé des problèmes quant à son bilan énergétique (Mezger et al. 1989). A tel point que pour atteindre l'énergie de l'explosion estimée à $\sim 10^{52}$ erg, certains auteurs ont envisagé le déchirement par forces de marée d'une étoile qui se serait aventurée un peu trop près du trou noir supermassif (Khokhlov and Melia 1996).

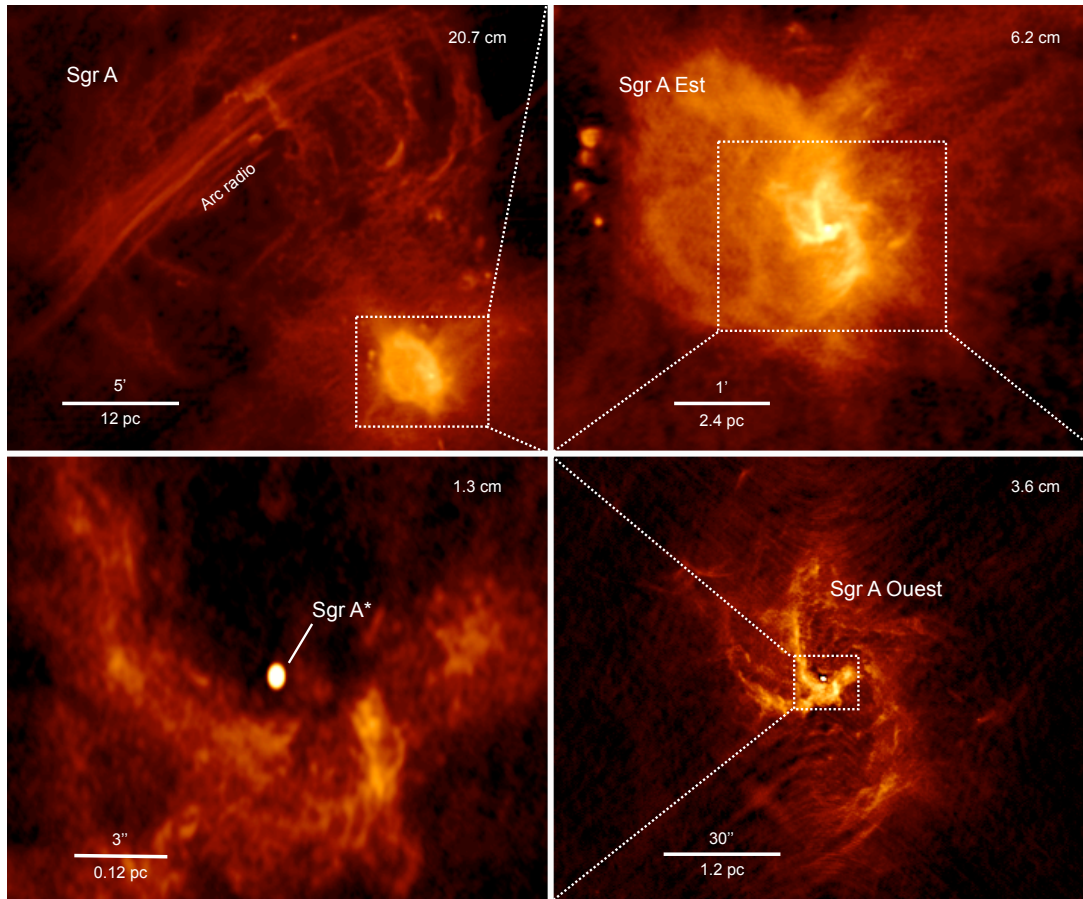


Figure 4.1 — Gros plan sur le complexe Sgr A en radio. NB : Dans les cartes du ciel, l'Est et l'Ouest sont inversés, tandis que le Nord et le Sud sont conservés. Images originales du VLA par F. Yusef-Zadeh.

Depuis les observations récentes de cette zone en rayons X par *XMM-Newton* (Sakano et al. 2004) et *Chandra* (Park et al. 2005) (Cf. Fig. 4.7), la situation s'est clarifiée. Sgr A Est est un vestige de supernova à morphologie mixte : une coquille radio non-thermique (synchrotron) à l'extérieur et un plasma chaud au rayonnement thermique X à l'intérieur. Ce plasma comporte deux composantes (à 1 keV et 4 keV) ainsi que des raies X liées aux éjectas chauffés, qui permettent de dater l'explosion à il y a environ 10^4 ans. Plus récemment encore, *Suzaku* a relevé une composante X non-thermique en loi de puissance (Koyama et al. 2007b), dont on ne sait pas s'il faut l'imputer au reste de supernova lui-même ou à une population sous-jacente de sources ponctuelles encore non-résolues (Cf. § 3.6.1).

En dépit du fait que Sgr A Est est un reste de supernova (de type II ou Ia) relativement classique, il se singularise par son interaction avec le milieu très dense du centre Galactique. En particulier, à l'extrême Est du reste, la coquille semble comprimée par sa rencontre avec le nuage moléculaire M 0.02–0.07 (voir la Figure 6.1). On distingue d'ailleurs dans ce secteur un petit chapelet de région H II compactes, trahissant la formation récentes d'étoiles massives, formation qui a peut-être été initiée par la collision du nuage avec l'onde de choc de Sgr A Est. La question s'est aussi posée de savoir si la matière balayée par cette onde de choc n'aurait pas pu alimenter Sgr A* dans le passé (Maeda et al. 2002) et ainsi provoqué un flash de rayons X sensationnel. Mais le sujet est controversé, d'autres groupes préférant, par exemple, l'illumination X de la région au moment de l'impact entre Sgr A Est et M 0.02–0.07 (Fryer et al. 2006).

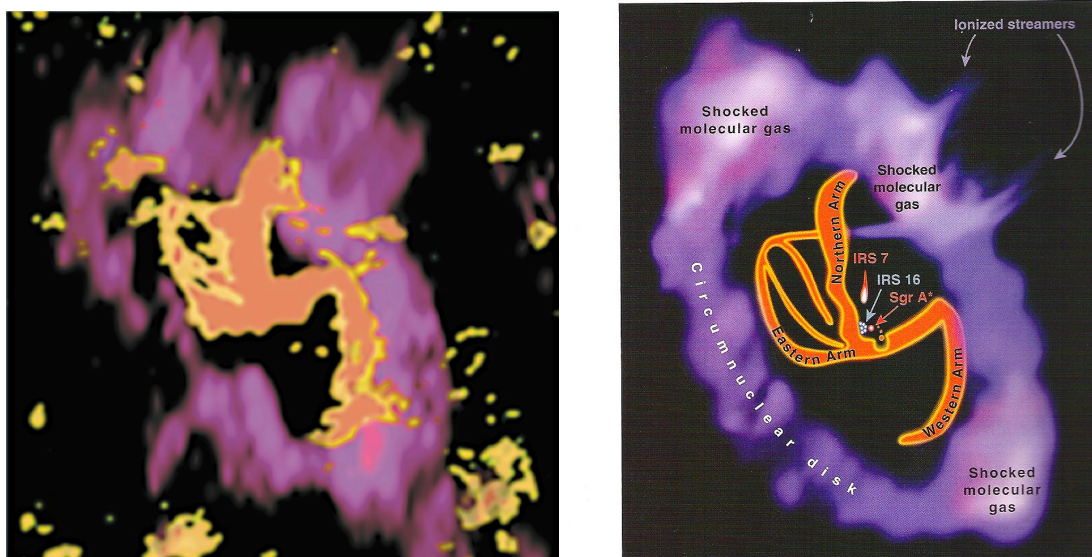


Figure 4.2 — (Gauche) Le disque circumnucléaire nimbant la minispirale de Sgr A Ouest. Observations réalisées avec le *Berkeley Illinois Maryland Array* (BIMA) et intégrées dans les 3 raies hyperfines à ~ 3 mm ($J = 1 - 0$) de la molécule de cyanure d'hydrogène (HCN). (Droite) Vue d'artiste de la même région avec annotations. Images extraites de Melia (2003).

4.2 Le disque circumnucléaire

En continuant notre descente à l'intérieur de Sgr A, nous rencontrons le disque circumnucléaire (CircumNuclear Disk, CND) dans la partie la plus brillante de Sgr A Est (Fig. 4.1, haut droite). Comme on peut le voir sur la Fig. 4.2, il s'agit d'un disque, ou plutôt d'un tore⁵⁸ de gaz neutre et de poussières tièdes (~ 100 K) d'apparence elliptique, qui auréole la minispirale de Sgr A Ouest, dont il sera question au paragraphe suivant. Découvert par Becklin et al. (1982) à travers son émission thermique en infrarouge lointain, ce système s'échauffe à mesure qu'on s'approche du bord interne (légèrement ionisé), à seulement 1 pc ($25''$) de Sgr A* à certains endroits. Le CND est incliné de 60° par rapport à la ligne de visée et tourne sur lui-même avec une courbe de rotation relativement plate qui commence au bord interne à 110 km s^{-1} . Cette rotation est sans doute à la racine d'une étonnante structure en forme de double hélice (telle un brin d'ADN) trouvée il y a quelques années aux abords du noyau de la Galaxie par *Spitzer* (Morris et al. 2006). La masse totale du CND avoisine les $10^4 M_\odot$ et sa densité est assez irrégulière (10^{3-7} cm^{-3}), de sorte que de nombreux grumeaux apparaissent dans les images. Cette masse est alimentée par les nuages moléculaires de la CMZ et nourrit probablement à son tour Sgr A*. Les CND en tant que réservoirs de matière pour trous noirs supermassifs sont d'ailleurs assez répandus dans les noyaux actifs de galaxies, comme le montrent de nombreuses images du *Hubble Space Telescope* (HST), même si dans ces galaxies ils sont en général beaucoup plus vastes (~ 100 pc).

4.3 Sgr A Ouest

A l'intérieur de la couronne constituée par le CND, on trouve une région H II de $2 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ à l'allure singulière : Sgr A Ouest (Fig. 4.1, bas et Fig. 4.2, droite). Dévoilée indépendamment par Lo and Claussen (1983) et Ekers et al. (1983), il s'agit d'une volute de gaz en forme de spirale dotée de trois tentacules (le bras Nord, le bras Est et l'Arc Ouest présentant une partie

⁵⁸ La nomenclature est malheureuse, mais il ne faut pas confondre le CND et l'anneau circumnucléaire (Circum-Nuclear Ring, CNR) qui est une structure moléculaire de 180 pc de rayon bordant toute la CMZ.

barrée), qui évoque une petite galaxie, d'où son nom : la minispirale. En réalité, les trois bras semblent plus ou moins indépendants et ne sont sans doute pas coplanaires (e.g Paumard 2003, Zhao et al. 2009, 2010). L'ensemble est situé en avant plan de Sgr A Est, car dans la zone de Sgr A Ouest, le vestige de supernova est vu en absorption (Yusef-Zadeh and Morris 1987).

Sgr A Ouest est un plasma chauffé et ionisé par un ensemble d'étoiles résidant dans le parsec central (Cf. § 4.4). Cet amas stellaire contient notamment des étoiles post-séquence principale comme des étoiles Wolf-Rayet, qui émettent un vent très puissant, dont la pression couplée à la pression de radiation ultraviolette, repousse le gaz et la poussière, allant même jusqu'à creuser une cavité relativement vide de matière ($< 10^3 \text{ cm}^{-3}$). De même, à l'intérieur de la minispirale, au Sud-Ouest de Sgr A* (Fig. 4.1, bas gauche), une « minicavité » vaguement elliptique de 1'' de diamètre a peut-être été sculptée par le vent des étoiles d'un petit amas voisin (IRS⁵⁹ 13).

La dynamique de la minispirale est complexe. D'une part, elle est animée d'une rotation anti-horaire à des vitesses qui dépassent les 150 km s^{-1} , et semble ainsi s'enrouler autour d'un point central. D'autre part, il existe des mouvements le long des bras qui indiquent, par endroit, de véritables torrents de matière en direction du centre. Comme le montre la Figure 4.1 (bas gauche), ce centre est occupé par la fameuse source compacte Sgr A*, à laquelle sera consacrée l'essentiel du reste de la Partie II.

Si les déplacements que nous venons d'évoquer sont d'origine gravitationnelle, alors la masse qui gouverne cette dynamique doit être de l'ordre du millions de masses solaires (voir Genzel and Townes 1987 pour une revue). Quand bien même de fortes présomptions pèsent sur Sgr A*, rien ne permet jusqu'ici de lui attribuer cette masse avec certitude. En effet, outre la gravitation, le plasma considéré ici est sensible à des effets électromagnétiques lors de ses déplacements et quant à la masse attractive, n'oublions pas que la zone regorge d'étoiles comme nous allons le voir au paragraphe suivant. Il se trouve que c'est justement par l'étude des orbites de ces étoiles, considérées comme des particules d'épreuve (« test particles »), que le champ gravitationnel de Sgr A Ouest a pu être sondé avec la plus grande précision et que l'hypothèse du trou noir supermassif a été définitivement entérinée.

4.4 L'amas central d'étoiles

« Nous savons qu'il existe des soleils non lumineux c'est-à-dire des soleils dont nous déterminons l'existence par les mouvements des autres, mais dont la luminosité n'est pas suffisante pour agir sur nous. »

— Edgar POE
Eurêka (1848)

En zoomant sur le parsec central de la Galaxie en infrarouge proche (Fig. 4.3), on découvre un amas d'étoiles⁶⁰ abritant une grande variété de populations stellaires et comptant plus de 10000 individus (voir Genzel et al. 2010 et Alexander 2010 pour des revues récentes). Schématiquement :

- Dans un rayon de $\sim 0.5 \text{ pc}$ autour de la position de Sgr A*, on trouve principalement des étoiles tardives (géantes rouges et étoiles de plus faibles masses sur la séquence principale) distribuées isotropiquement (i.e. dynamiquement relaxées). On suppose qu'il en existe encore beaucoup d'autres, trop faibles pour pouvoir être observées par les téles-

⁵⁹ InfraRed Source. La numérotation a été introduite par Becklin and Neugebauer (1975).

⁶⁰ La densité stellaire y est prodigieuse : $\sim 10^6$ fois plus élevée qu'au voisinage du Soleil.

copies actuels, de même que des résidus compacts (naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs stellaires).

- Dans la même zone, on constate une centaine d'étoiles plus précoces (essentiellement des géantes bleues de type spectraux O ou B) résidant dans un système ordonné de un (ou deux) disque(s) voilé(s). La genèse de ces étoiles est problématique puisque les temps de migration depuis les régions de formation stellaire environnantes sont supérieurs à l'âge de ces astres. C'est ce que l'on appelle le « paradoxe de jeunesse ». Un paradoxe qui pourrait se résoudre en supposant que les étoiles se sont formées in situ, non loin du trou noir central. Plutôt que d'inhiber l'effondrement des nuages protostellaires par les forces de marées considérables qu'il suscite, Sgr A* a peut-être, à l'inverse, joué un rôle d'incubateur il y a quelques millions d'années⁶¹ (Bonnell and Rice 2008).
- A l'intérieur d'un rayon de ~ 0.04 pc ($1''$), se situent les plus proches compagnons de Sgr A*, rassemblés dans un essaim d'étoiles relaxées : l'amas S (Fig. 4.4). Il s'agit d'une quarantaine d'étoiles jeunes de type B qui, additionnées aux étoiles du point précédent, font du noyau Galactique l'une des plus riches concentrations d'étoiles massives de la Galaxie. Ici, le paradoxe de jeunesse est accentué du fait de la proximité du trou noir et de l'isotropie des orbites. Ce sont d'ailleurs précisément les orbites individuelles de certaines de ces étoiles qui ont livré les informations les plus probantes quand à la nature de Sgr A*.

L'histoire de l'astrométrie des étoiles de l'amas S remonte au début des années 90. Une course s'annonce alors entre deux équipes qui décident de mobiliser les plus gros télescopes de la planète : le *Keck* à Hawaï pour le groupe de UCLA et le *NTT (New Technology Telescope)*, puis le *VLT* (Cf. § 2.4.4), au Chili pour celui du MPE. La technique d'imagerie dont bénéficie d'abord ces deux groupes est celle des tavelures (« speckle imaging », Labeyrie 1970). Elle a permis, d'une part, l'étude du profil des vitesses stellaires, essentiellement compatible avec la distribution de masse des étoiles plus une composante ponctuelle centrale de $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ (Genzel et al. 2000). D'autre part, elle a conduit à la découverte d'accélération dans le mouvement des étoiles, qui pointent approximativement vers la position du centre de masse (Ghez et al. 2000). Il est à noter que, contrairement au domaine radio, aucune source infrarouge ponctuelle ne domine le centre des images, ce qui empêche une localisation simple de la position de Sgr A* en infrarouge. Les meilleures estimations de la position relative de Sgr A* sont obtenues, aujourd'hui, par le positionnement en infrarouge et radio de masers SiO associés aux enveloppes circumstellaires de géantes rouges du champ de vue des télescopes infrarouges (Menten et al. 1997, Reid et al. 2003, 2007).

Au début des années 2000, avec l'avènement de l'optique adaptative, les résolutions angulaires se sont affinées d'un facteur ~ 20 . Ceci a amené à la détection directe de la faible émission infrarouge de Sgr A* (Cf. § 4.5.3) et surtout au suivi précis de l'orbite de l'étoile S 2 (Fig. 4.4, droite). Cette étoile affiche une orbite elliptique (inclinée de 46° par rapport à la ligne de visée et d'excentricité $e = 0.87$) dont le foyer se situe dans la boîte d'erreur de la localisation radio de Sgr A* et dont la période est de 15 ans seulement⁶². Le passage de S 2 à son périastre, avec une vitesse vertigineuse de 7000 km s^{-1} ($\sim 2\%$ de la vitesse de la lumière), a été enregistré au printemps 2002 par l'instrument NACO du *VLT* (Schödel et al. 2002). Ces données indiquent de manière flagrante qu'une masse sombre de $\sim 3\text{--}4 \times 10^6 M_{\odot}$ est concentrée au niveau du foyer de cette orbite Képlérienne et que l'extension spatiale de cette masse ne peut pas franchir la distance qui sépare le foyer du périastre, c'est-à-dire 17 heures-lumière (114 UA ou 4 fois la

⁶¹ Ces disques d'étoiles sont des structures cohérentes, ce qui donne à penser qu'elles ont toutes été formées à la même époque et qu'elles en possèdent encore la mémoire.

⁶² Par comparaison, le Soleil prend ~ 210 millions d'années pour achever un tour complet autour de Sgr A*.

distance Soleil-Neptune, ou encore $1600 R_S$)^{63,64,65}.

Une masse si imposante dans une région si petite—à peine plus grande que le Système Solaire interne—témoigne à l'évidence de la présence d'un objet compact, dont le trou noir supermassif est l'hypothèse la plus conservatrice. Impossible, en effet, d'invoquer une extrême condensation d'étoiles « normales » car cela se traduirait par une éclatante source infrarouge dont on ne voit pas la moindre trace. Une condensation d'étoiles à neutrons ou de trous noirs stellaires serait plus discrète dans l'infrarouge, mais devrait s'étendre au-delà de la limite supérieure des 17 heures-lumière pour rester stable pendant un temps suffisamment long⁶⁶ (Fig. 4.5, gauche). Reste l'hypothèse d'un astre exotique, comme une boule de fermions (neutrinos) dégénérés (Viollier et al. 1993) ou une étoile à bosons (Torres et al. 2000). Mais les limites récentes sur la masse du neutrino ont rendu cette hypothétique boule de fermions trop grande pour pouvoir être logée à l'intérieur de l'orbite de S 2 (Fig. 4.5, gauche). Quant à l'étoile à bosons, on voit mal comment elle aurait pu se maintenir et ne pas s'effondrer en trou noir supermassif, étant donnée la masse qui s'y accumule en permanence par accrétion (Cf. § 4.5). Nous ne considérerons donc plus par la suite que l'hypothèse d'un trou noir supermassif afin d'interpréter l'émission de Sgr A*⁶⁷.

D'un point de vue plus général et toujours dans le cadre de mouvements stellaires, un dernier indice accréditant une forte concentration de masse au centre Galactique provient de la découverte d'étoiles « hyper-rapides » semblant s'échapper de la Voie Lactée à $\sim 700 \text{ km s}^{-1}$ (voir Brown 2008 pour une revue). Il pourrait s'agir d'ex-systèmes stellaires binaires, dont la rencontre avec Sgr A* par le passé aurait télescopé l'un des membres à grande vitesse.

⁶³ D'après la reconstruction de son orbite a posteriori, S 14 (ou SO-16 dans la nomenclature du groupe de UCLA, Fig. 4.4 gauche et milieu) serait passée à son périastre en 1999, à une distance de Sgr A* deux fois moindre que S 2, ce qui augmenterait d'autant la limite inférieure sur la compacité de la masse centrale.

⁶⁴ En étudiant la vitesse de S 2 par imagerie et spectroscopie Doppler, séparément, Eisenhauer et al. (2003) ont pu proposer une mesure précise et originale de la distance du noyau Galactique : $8 \pm 0.4 \text{ kpc}$.

⁶⁵ Il est à noter que cette méthode qui consiste à déduire la présence d'un compagnon invisible par les perturbations orbitales qu'il engendre a été extrêmement féconde depuis les débuts de l'astronomie moderne : découverte de Neptune par Uranus, découverte de la première naine blanche Sirius B grâce à Sirius A, identification du premier trou noir stellaire dans Cyg X-1 à travers son étoile compagnon, découverte de la première exoplanète 51 Peg par son étoile, etc.

⁶⁶ Aux densités considérées ici ($> 10^{16} M_\odot \text{ pc}^{-3}$), un amas de trous noirs stellaires classiques (dotés de masses $> 3 M_\odot$) n'aurait qu'une durée de vie de 10^5 ans (soit une petite fraction de l'âge des étoiles de la région), en raison des nombreuses rencontres dans l'amas qui amèneraient soit à un effondrement central, soit à une évaporation totale (Maoz 1998).

⁶⁷ Étant donnée une masse de $3.7 \times 10^6 M_\odot$, le rayon de Schwarzschild de Sgr A* doit être de $\sim 10^7 \text{ km}$ (~ 30 secondes-lumière), soit 10 fois le rayon du Soleil, ou la moitié du rayon de l'orbite de Mercure.

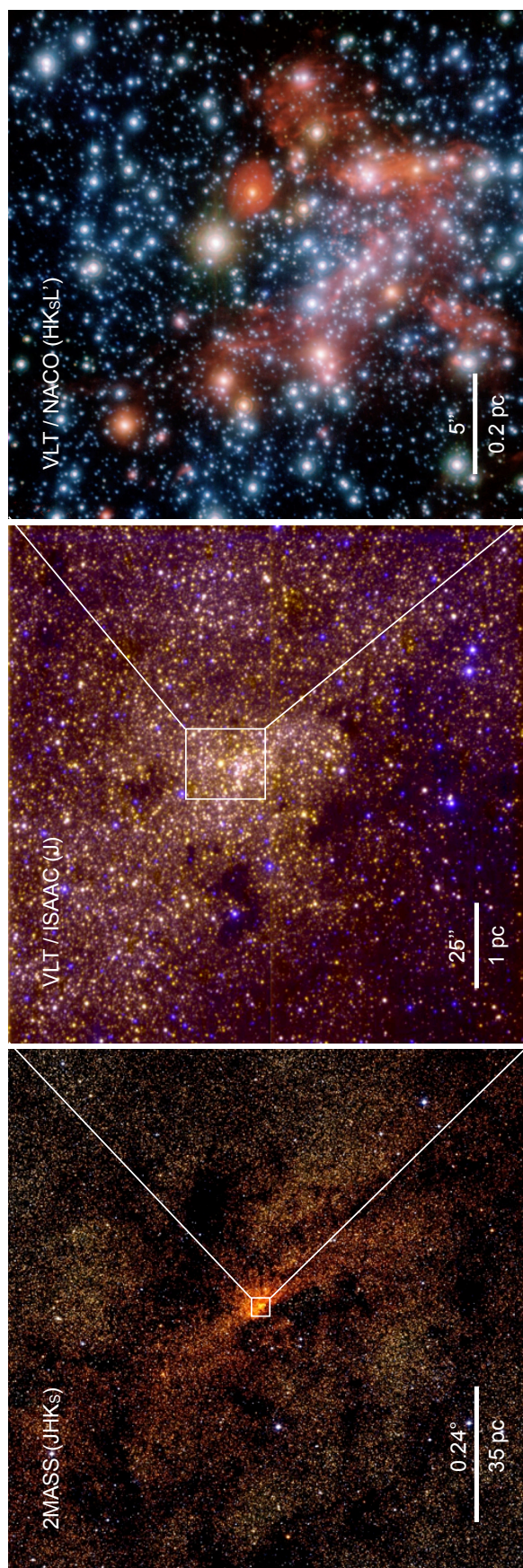


Figure 4.3 — Gros plans sur le complexe Sgr A en proche infrarouge. (*Gauche*) Même image que celle de la Fig. 3.5 (droite) zoomée sur le noyau Galactique. (*Milieu*) Champ composite de $150'' \times 150''$ à $2.1 \mu\text{m}$. Les étoiles bleues sont en avant plan. Tiré de Schödel et al. (2007b). (*Droite*) Image composite de Sgr A Ouest obtenue grâce à l'optique adaptative de NACO (rouge = L' , vert = K_s , bleu = H) en coordonnées équatoriales. On retrouve l'intersection des trois bras de la minispirale en rouge comme sur la Fig. 4.1 (bas, gauche), à la différence que Sgr A* ne se détache pas des étoiles alentours. Une version annotée sera présentée en Figure 5.11. Image par S. Gillessen.

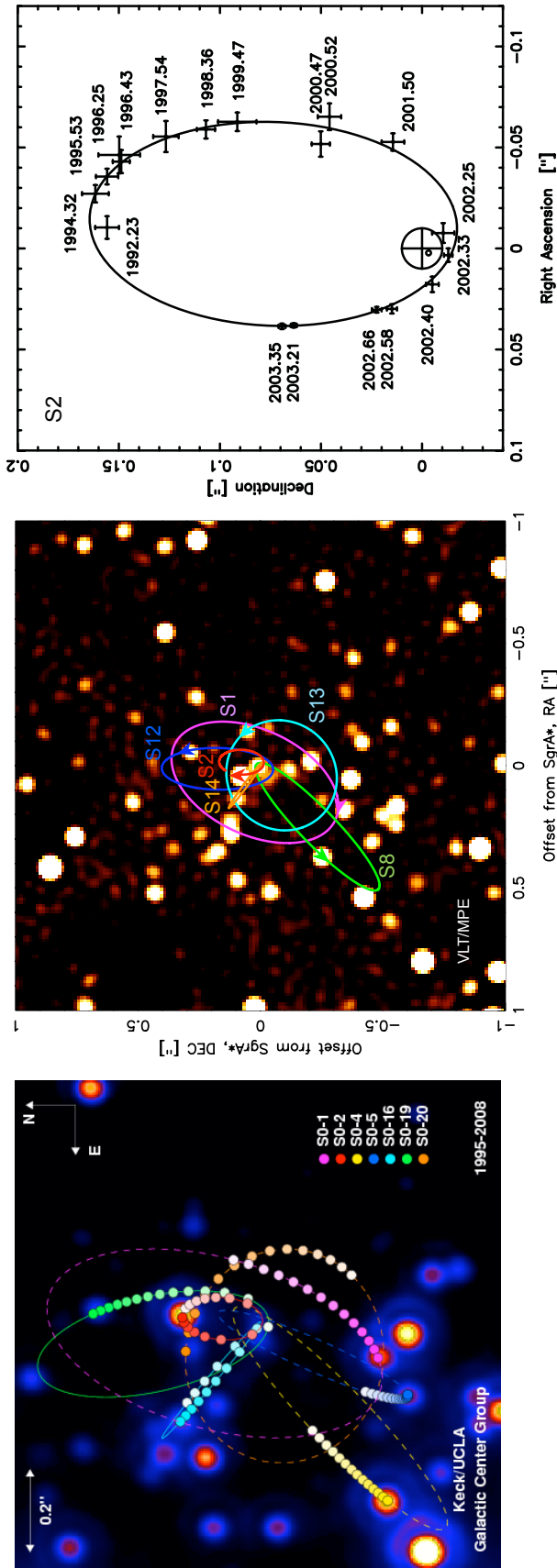


Figure 4.4 — L’amas stellaire central vu par le *Keck* (*gauche*) et le *VLT* (*milieu*). Les orbites reconstruites des principales étoiles qui virevoltent autour de Sgr A* sont indiquées avec les nomenclatures respectives des deux collaborations. Sgr A* n’est visible que de manière intermittente (§ 4.5.3) et n’apparaît donc pas sur ces images moyennées. (*Droite*) Gros plan sur l’orbite de S 2 (ou SO-2). La croix encirclée fournit la boîte d’erreur radio de Sgr A* (10 mas) tandis que le petit cercle marque le foyer de l’ellipse qui s’ajuste le mieux aux données. Figure tirée de Eisenhauer et al. (2003).

4.5 *Sagittarius A**

En remontant le spectre électromagnétique, on peut considérer que la source de lumière Sgr A* est désormais détectée de manière quasi-certaine de la radio au submm sans discontinuité, puis en infrarouge proche et enfin en rayons X mous. Les zones de l'infrarouge lointain et moyen résistent encore à la détection pour le moment (Cf. Chap. 5), la partie optique-UV est à jamais inobservable depuis la Terre du fait de l'absorption interstellaire⁶⁸ et, enfin, l'astronomie gamma n'offre pas encore une vision suffisamment nette pour permettre des associations définitives après 20 keV (Cf. § 3.6.2 et 3.7). Nous développons toutes ces observations ci-dessous et les récapitulons sous la forme d'une vaste distribution spectrale d'énergie (Spectral Energy Distribution, SED) en Figure 4.8.

4.5.1 *Radio*

La première détection d'une radiosource compacte au centre Galactique (Fig. 4.1, bas gauche) a été accomplie par Bruce Balick et Robert L. Brown en février 1974. Le contexte assez compétitif de cette découverte a été relaté en détail par Goss et al. (2003) et résumé par Balick en avant-propos de Melia (2007). Il faut noter que cette découverte a fait écho à la prédiction de l'article de Lynden-Bell and Rees (1971), dans lequel les auteurs ont suggéré de recourir à l'interférométrie radio afin de débusquer un éventuel trou noir dans le noyau Galactique, par analogie avec les quasars lointains. Balick et Brown ont ainsi exploité l'interféromètre de Green Bank et une antenne à 35 km de là, à Huntersville en Virginie Occidentale, et ont fini par trouver une source centrale, compacte, à 11 et 3.7 cm, de 0.6 et 0.8 Jy, respectivement. Le premier emploi du terme « Sgr A* » pour la qualifier remonte au papier de Brown (1982). Le symbole « * » est ici une réminiscence de la notation des spectroscopistes pour désigner l'état excité d'un atome et, de fait, permet de souligner le caractère « excitant » de cette source, tout en la distinguant du reste du complexe Sgr A.

Avec une luminosité radio 10 fois supérieure à la luminosité optique du Soleil, Sgr A* constitue une des sources radio d'apparence ponctuelle les plus brillantes de la Galaxie. Ses propriétés ont été détaillées dans la revue de Falcke (2003) ; nous en résumons l'essentiel ci-dessous :

- **Position** : Par comparaison avec des quasars lointains supposés immobiles, une position absolue moyenne a été obtenue par Yusef-Zadeh et al. (1999) avec le VLA en coordonnées équatoriales : R.A. = $17^{\text{h}}45^{\text{m}}40.0383^{\text{s}} \pm 0.0007^{\text{s}}$, Dec. = $-29^{\circ}00'28.069'' \pm 0.014''$ (J2000)⁶⁹.
- **Mouvement propre** : La position relative de Sgr A* par rapport à ces quasars distants évolue au fil du temps. Elle migre à la vitesse de -5.9 ± 0.4 mas an⁻¹ en longitude Galactique et $+0.2 \pm 0.3$ mas an⁻¹ en latitude. Ce mouvement apparent s'explique, en réalité, par le seul cheminement du Système Solaire autour du centre de la Galaxie à la vitesse approximative de 240 km s⁻¹. En soustrayant cet effet, on obtient une limite supérieure sur la vitesse de déplacement propre de Sgr A* de 20 km s⁻¹ dans plan Galactique et 1 km s⁻¹ dans la direction perpendiculaire⁷⁰ (Reid et al. 1999, Reid and Brunthaler

⁶⁸ A supposer que Sgr A* soit une puissante source UV, elle ne manquerait pas d'illuminer la matière interstellaire alentour à plus basse fréquence, ce qui n'est manifestement pas le cas.

⁶⁹ Ceci correspond à R.A. = 266.41683° , Dec. = -29.007797° , ou encore $l = 359.944255^{\circ}$, $b = -0.046150^{\circ}$ en coordonnées Galactiques.

⁷⁰ L'orbite du Soleil s'effectue presque entièrement dans le plan Galactique, mais sa vitesse orbitale dans le plan n'est pas facilement mesurable depuis l'intérieur de la Galaxie et est incertaine de 20 km s⁻¹. En revanche, la petite composante de vitesse du Soleil orthogonale au plan est connue avec une grande précision (7.2 ± 0.4 km s⁻¹) à travers l'astrométrie de 10⁴ étoiles proches réalisée par le satellite *HIPPARCOS* (*High Precision PARallax Collecting Satellite*).

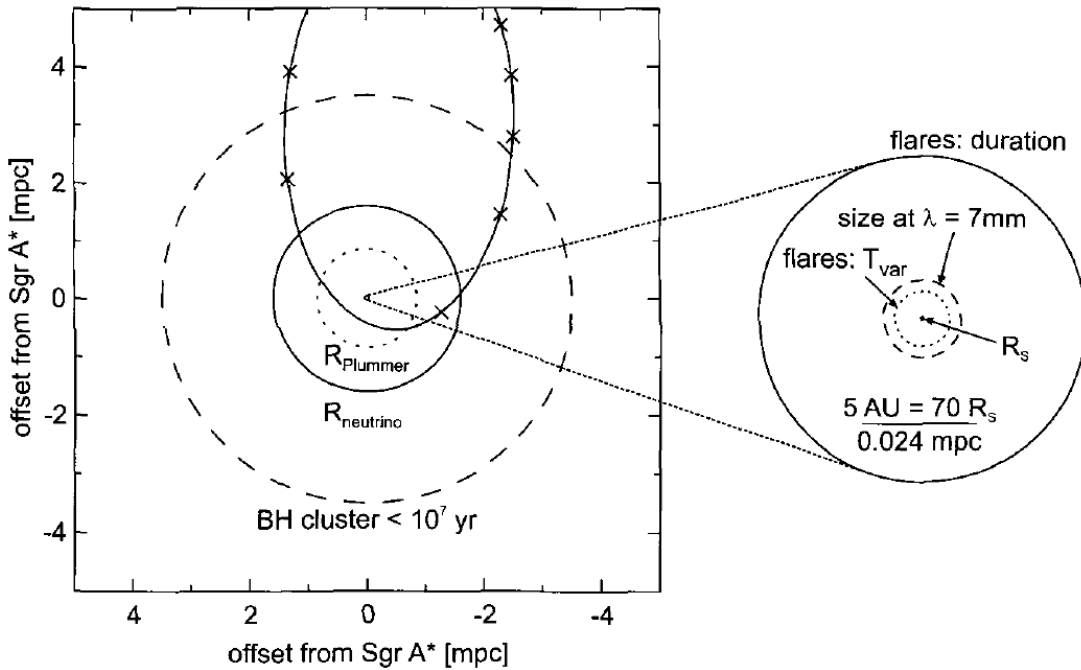


Figure 4.5 — Les échelles de tailles aux environs de Sgr A*. (*Gauche*) L'orbite de S2 (ellipse en trait plein) donne accès à une région de quelques heures-lumière. Sont indiqués en pointillés et en tirets les tailles de 2 amas de trous noirs stellaires (dans le modèle de Plummer 1911) dont la durée de vie serait de 10^5 et 10^7 ans, respectivement (voir § 4.4). Le périmètre d'une boule de neutrinos dégénérés (de masse individuelle 17 eV) est tracée en trait plein. (*Droite*) Les observations radio à 7 mm (cercle en tirets) de Sgr A*, ainsi que sa variabilité en X et infrarouge, contraignent des tailles encore plus petites : < 60 minutes-lumière (cercle en trait plein), la distance équivalente à la durée d'une éruption (§ 4.5). $T_{\text{var}} \approx 10$ min (cercle en pointillés) est l'échelle de temps sur laquelle les courbes de lumières des éruptions peuvent varier et $R_s \approx 30$ secondes-lumière. Extrait de Eckart et al. (2005).

2004, Reid et al. 2008). Autant dire que Sgr A* demeure immobile au centre Galactique, alors même que les étoiles aux environs circulent à plus de 1000 km s^{-1} . Afin d'expliquer pourquoi cet astre est si solidement ancré au centre de la Galaxie, il suffit de supposer qu'il possède une masse assez importante pour que :

$$M_{\text{SgrA}} v_{\text{SgrA}} > M_{\star} v_{\star}, \quad (4.1)$$

où M et v sont les masses et vitesses typiques de Sgr A* et des étoiles voisines. En prenant $v_{\text{SgrA}} = 15 \text{ km s}^{-1}$, $v_{\star} = 1500 \text{ km s}^{-1}$, $M_{\star} = 10 M_{\odot}$, il vient que $M_{\text{SgrA}} > 1000 M_{\odot}$.

- **Distance** : En étudiant le nuage moléculaire Sgr B2 par parallaxe, Reid et al. (2009) a obtenu une distance pour Sgr A* de $7.9 \pm 0.8 \text{ kpc}$ (~ 26000 années-lumière), c'est-à-dire parfaitement compatible avec les estimations de distance précédentes (Reid 1993).
- **Taille** : Sgr A* a été initialement découverte comme une source ponctuelle non-résolue, mais on sait aujourd'hui, à travers des observations VLBI, qu'elle présente une certaine extension spatiale propre. Cette dernière est toutefois difficile à mesurer du fait de la diffusion des ondes radio par des électrons interstellaires sur des échelles de taille de l'ordre du km. Ce phénomène a tendance à élargir les sources ponctuelles avec une dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde en λ^2 (Fig. 4.6). Une fois cet effet soustrait, Doeleman et al. (2008) ont pu estimer la taille intrinsèque de Sgr A*, moins affectée par la diffusion interstellaire dans les domaines millimétriques et submillimétrique, notamment. A 1.3 mm , ces auteurs ont obtenu une taille de seulement $\sim 40 \mu\text{as}$, soit $4 R_{\text{S}}$ (Fig. 4.5, droite). Ceci est d'ailleurs assez surprenant car, dans la mesure où Sgr A* serait un trou noir de Schwarzschild, la taille apparente de toute structure centrée sur l'horizon devrait être au minimum de $\sim 5.2 R_{\text{S}}$ (§ 1.1.2). Ceci suggère par conséquent que Sgr A* ne serait pas centré sur le trou noir... En outre, l'absence de scintillation réfractive de courte période en millimétrique proche implique une limite inférieure sur la taille apparente de $\sim 10 \mu\text{as}$ ($1 R_{\text{S}}$).
- **Spectre** : Le spectre radio de Sgr A* est non-thermique et se distingue donc de celui de Sgr A Ouest. Il est plat, voire inversé, ce qui est assez typique des sources synchrotron dominées par l'auto-absorption. La pente est donnée par $\alpha \approx 0.2$ ($F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$) dans le régime GHz, mais se durcit aux alentours de 300 GHz (1 mm) et donne lieu à ce que l'on appelle la « bosse submillimétrique » (the submillimeter bump). En deçà de 1 GHz (30 cm), le spectre est non-déterminé en raison d'une forte auto-absorption et de la taille apparente de Sgr A*, très élargie, qui se confond avec Sgr A Ouest.
- **Polarisation** : Contrairement aux AGN typiques, Sgr A* présente une très faible polarisation linéaire dans la gamme GHz ($< 0.1\%$) qui devient appréciable (10%) autour de 300 GHz (Aitken et al. 2000), ce qui renforce l'idée que, peut-être, une composante synchrotron en régime optiquement mince, fait irruption à ces fréquences (Agol 2000). Ce qui est plus curieux, c'est la polarisation circulaire respectable ($0.3\text{--}1\%$) que Sgr A* affiche de 1 à 15 GHz (Bower et al. 2002). En mesurant l'angle de polarisation linéaire en fonction de la fréquence, Bower et al. (2003) ont montré l'existence d'une dépolarisation Faraday directement reliée à la densité électronique sur la ligne de visée. En associant cette rotation de la polarisation ($\sim -4 \times 10^5 \text{ rad m}^{-2}$) au flot d'accrétion de Sgr A*, il vient que le taux d'accrétion des régions internes ne doit pas excéder $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$.
- **Variabilité** : Bien qu'en radio la variabilité de Sgr A* soit moins manifeste qu'en rayons X et infrarouge proche (Cf. § 4.5.2 et 4.5.3), une variabilité de l'ordre de quelques dizaines de pour-cents a été déterminée à 11 cm dès les années 80 (Brown and Lo 1982). Depuis, les confirmations en centimétrique et millimétriques se sont succédées (Tsuboi et al. 1999b, Zhao et al. 2003, Herrnstein et al. 2004) et une plausible périodicité de ~ 106 jours a même été reportée (Zhao et al. 2001). Ce qui est certain, c'est que la variabilité temporelle de Sgr A* croît avec la fréquence, si bien qu'en submillimétrique,

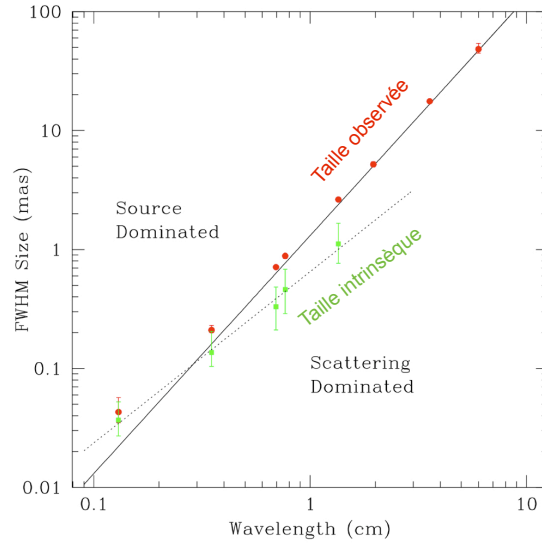


Figure 4.6 — La taille de Sgr A* en radio en fonction de la longueur d’onde. Les points rouges correspondent aux mesures effectives, alors que les points verts sont des estimations de la taille intrinsèque une fois la diffusion interstellaire retranchée. Adapté de Doeleman et al. (2008).

quelques éruptions d’environ 1 h ont déjà été enregistrées⁷¹. Elles pourraient être en liaison avec la variabilité à plus haute fréquence (Cf. Chap. 6). Ceci démontre, une fois encore, la compacité de la source radio jusqu’à des tailles d’à peine quelques R_S (Fish et al. 2011).

4.5.2 Rayons X mous

A la fin des années 70 ont été obtenues les premières images X du centre Galactique avec une résolution de l’ordre de la minute d’arc. La mission *Einstein*, équipée de miroirs capables de focaliser les X mous, a alors révélé que, aux énergies < 4 keV, les 20’ centraux sont dominés par une émission diffuse, ainsi que quelques sources ponctuelles (Watson et al. 1981). L’une d’entre elles (d’une luminosité de $\sim 10^{35}$ erg s⁻¹ dans la bande 1–4 keV) était d’ailleurs associée avec Sgr A Ouest et donc incluait Sgr A*. Plus de 10 ans après, cet objet a été résolu par *Rosat* (*Röntgensatellit*) en 3 faibles sources d’apparences ponctuelles, dont une toujours compatible avec Sgr A* (à moins de 10’’) et dont la luminosité était de l’ordre de 10^{34} erg s⁻¹ entre 0.8 et 2.5 keV (Predehl and Trümper 1994).

Au tournant des années 2000, grâce au pouvoir séparateur sans précédent du satellite *Chandra*, l’arcminute centrale (région de 2.4 pc de rayon) de la Voie Lactée a été cartographiée dans le détail (Fig. 4.7) (Baganoff et al. 2003a). A l’exception de Sgr A Est, la morphologie du complexe Sgr A en X s’avère assez différente de celle en radio (dominée par la minispirale de Sgr A Ouest) et en infrarouge (dominée par les étoiles chaudes) : plusieurs sources discrètes (e.g. Muno et al. 2005, Degenaar and Wijnands 2009, 2010, pour les transitoires) se détachent sur un fond diffus (Fig. 4.7, droite). Au centre de l’image, la source *Rosat* est désormais, elle aussi, résolue en 3 sources distinctes :

- une structure cométaire, G 359.95–0.04, à environ 10’’ de Sgr A*, interprétée comme une nébuleuse de pulsar confinée par pression dynamique (Wang et al. 2006) ;

⁷¹ Ces flares submillimétriques nuancent quelque peu les mesures d’indice spectral et de polarisation mentionnées aux points précédents ; il est probable que ces quantités soient également variables (e.g. Marrone et al. 2008).

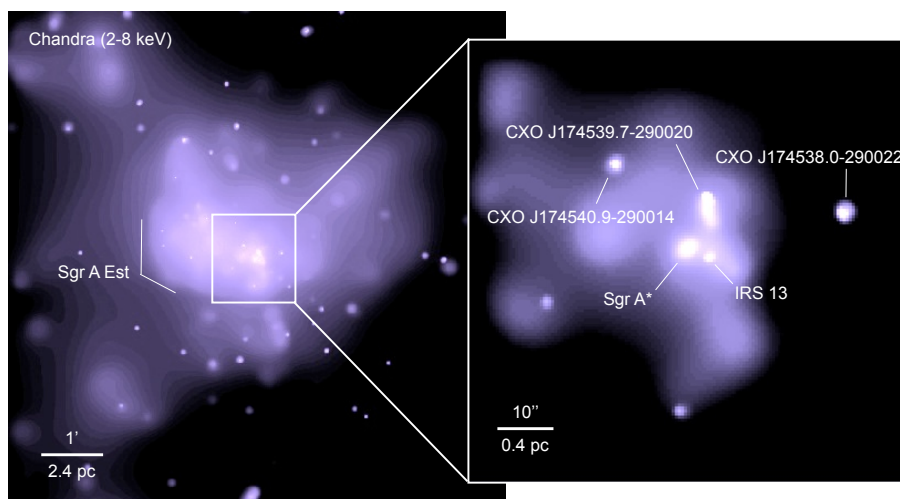


Figure 4.7 — Gros plan sur le complexe Sgr A en rayons X mous (2–8 keV) et en coordonnées équatoriales (Cf. Fig. 3.7). On y distingue sources ponctuelles et émission diffuse. Notons que CXO J174538.0–200022 est l’autre nom de la nébuleuse de pulsar G 359.95–0.04. (D’après les images *Chandra*/ACIS de G. Garmire.)

- une émission quasi-ponctuelle issue du petit amas stellaire IRS 13 (visible en radio et infrarouge sur le bord Ouest de la minicavité), qui serait l’hôte d’un trou noir de masse intermédiaire ($\sim 1300 M_{\odot}$, Maillard et al. 2004) ;
- une source baptisée CXOGC J174540.0–290027 qui coïncide avec Sgr A*. Elle est légèrement étendue pour *Chandra* : $> 1''$ (FWHM), ce qui correspond à une taille de plus de $\sim 0.04 \text{ pc} = 10^5 R_S$, si bien que tout l’amas S baigne dans cette émission. La nature de cette extension est inconnue, mais il est remarquable que le rayon de Sgr A* en X s’accorde assez bien avec le rayon de Bondi attendu d’un trou noir supermassif qui serait au centre et aspirerait la matière des vents stellaires de l’amas central (§ 4.6.1, Baganoff et al. 2003a, Shcherbakov and Baganoff 2010). S’agissant du spectre moyen de cette source, il est plutôt mou ($\Gamma \approx 2.7$), très absorbé ($N_H \approx 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) et présente un excès à $\sim 6.5 \text{ keV}$ qui pourrait être imparté à la fluorescence d’un plasma en état d’équilibre non-ionisé (Xu et al. 2006). Intégré de 2 à 10 keV, ce spectre confère à CXOGC J174540.0–290027 une luminosité de $\sim 2 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, c’est-à-dire 11 ordres de grandeur sous la luminosité d’Eddington d’un trou noir de $4 \times 10^6 M_{\odot}$ ($5 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$).

Un des résultats les plus spectaculaires obtenus par *Chandra* au cours des premières observations du centre Galactique, est la découverte d’une éruption (ou « flare ») X en provenance de Sgr A* par Baganoff et al. (2001), un an après la détection de son émission quiescente que nous venons de présenter. Le lancement du satellite *XMM-Newton*, peu après celui de *Chandra*, a permis de montrer que cette éruption n’était pas un évènement isolé et que Sgr A* est sujet à des flares aléatoires à peu près une fois par jour (Goldwurm et al. 2003a). Des mesures équivalentes ont été reproduites plusieurs fois avec *Chandra* (Baganoff et al. 2003b, Eckart et al. 2004, 2006a, 2008a, Hornstein et al. 2007) et *XMM-Newton* (Porquet et al. 2003a, Bélanger et al. 2005, Porquet et al. 2008⁷², Trap et al. 2011⁷³). Elles ont montré une certaine diversité dans les flux atteints, les plus brillantes des éruptions montant, au moins, jusqu’à $3 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, i.e. 160 fois le flux quiescent.

Les spectres des flares X s’ajustent bien par des lois de puissance absorbées, légèrement plus dures que la quiescence et ne présentant pas de raie du fer vers 6.5 keV. Quant à la durée

⁷² Cf. Chap. 5.

⁷³ Cf. Chap. 6.

de ces événements, elle est variable et s'étale de 1 à 3 h typiquement. Cela suggère qu'ils se produisent dans les régions très internes de Sgr A*, moins étendues que 1 heure-lumière, d'autant que certains décrochages dans les courbes de lumières sur des échelles de temps de l'ordre de 10 min indiquent des phénomènes ne s'étendant pas au-delà d'une vingtaine de rayons de Schwarzschild, soit le rayon de l'orbite terrestre autour du Soleil (Fig. 4.5, droite). La question d'une éventuelle quasi-périodicité de ces sous-structures (Quasi-Periodic Oscillation, QPO) dans les courbes de lumières s'est déjà posée (Aschenbach et al. 2004), mais reste très débattue pour l'instant (Bélanger 2006).

Si la nature profonde de ces éruptions reste inexpliquée, leur observation en infrarouge proche, deux ans après la découverte en X, a permis d'unir les forces des communautés au sol, et dans l'espace, pour approfondir l'investigation.

4.5.3 Infrarouge proche

La plus ancienne détection de la contrepartie infrarouge de Sgr A* a été rétroactive. En reprenant des données de 2002 dévolues à l'astrométrie des étoiles S avec l'optique adaptative du *VLT*, Genzel et al. (2003) ont débusqué une petite source ponctuelle variable, non-résolue, au foyer des orbites stellaires. Elle est uniquement détectable par à-coups, lors d'éruptions dépassant les 5 mJy et d'une durée de une à deux heures. Des études récentes montrent qu'il existerait, en fait, un très faible état quiescent (Dodds-Eden et al. 2011, Sabha et al. 2010), peut-être confondu avec d'autres étoiles sur la ligne de visée, auquel s'additionneraient ces éruptions, avec une fréquence plus élevée qu'en X (~ 4 fois par jour). Les nombreux travaux qui ont succédé aux premières détections du *VLT* ont permis d'étudier ces éruptions depuis le sol dans les principales bandes atmosphériques de l'infrarouge proche (*H*, *K*, *L*, *M*) (Cf. § 2.3), en mobilisant également d'autres observatoires comme le *Keck* (e.g. Ghez et al. 2004) et *Subaru* (Nishiyama et al. 2009). Depuis l'espace, le *HST* a, quant à lui, observé des éruptions dans des bandes comprises entre 1.45 et 1.9 μm (Yusef-Zadeh et al. 2006a, 2009). Ces études se sont focalisées sur des aspects différents, selon les configurations observationnelles employées :

- **Morphologie** : Un petit nuage de poussière étendu, visible en bande *L'*, est localisé à seulement ~ 75 mas au Sud-Ouest de Sgr A*. Il a été baptisé « Sgr A*-f » par Clénet et al. (2005) et « D 1 » par Eckart et al. (2006a).
- **Spectre** : Comme nous le verrons au Chap. 6, la mesure du spectre de Sgr A* en proche infrarouge pendant les éruptions est une entreprise délicate. Néanmoins, les différents groupes ayant travaillé sur le sujet s'accordent à dire que le spectre est en loi de puissance ($F_\nu \propto \nu^\alpha$), en dépit des valeurs de l'indice α trouvées, qui sont très dispersées (Eisenhauer et al. 2005, Ghez et al. 2005, Krabbe et al. 2006). Il n'est pas encore clair si cet indice est une fonction croissante du flux (Gillissen et al. 2006, Yusef-Zadeh et al. 2009) ou une grandeur invariante (Hornstein et al. 2007).
- **Polarisation** : Les flares sont marqués par une forte polarisation linéaire, jusqu'à 40%, et variable, avec de brusques changements de 20% sur des échelles de quelques dizaines de minutes, comparables aux variations de flux (Eckart et al. 2006b, Meyer et al. 2006ab, 2007, Trippe et al. 2007, Nishiyama et al. 2009, Zamaninasab et al. 2010). Quant à l'angle de polarisation, il peut évoluer de 60 à 70% sur des échelles de temps similaires. Compte tenu de l'allure spectrale des éruptions évoquée au point précédent, ces propriétés de polarisation semblent traduire un rayonnement synchrotron optiquement mince sous-jacent.
- **Allure temporelle** : Il existe une grande diversité dans les profils temporels des éruptions. Les courbes de lumière sont, d'ordinaire, caractérisées par des sous-structures sur des échelles de temps courtes (< 10 min), ce qui contraint, une fois de plus, la zone émissive (Fig. 4.5, droite). Puisque l'émission semble provenir d'un flot d'accrétion variable, il est envisageable que les courbes de lumière portent l'empreinte d'un mouvement orbital de

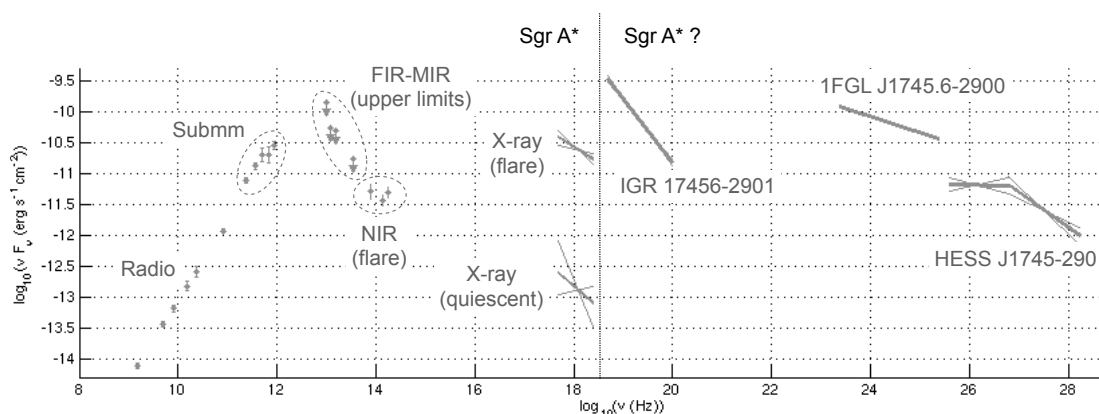


Figure 4.8 — SED de Sgr A*. Données radio, submm, FIR, MIR, NIR, X quiescence, X flare, *INTEGRAL*, *Fermi* et *HESS* extraites dans l'ordre de Zhao et al. (2001), Zylka et al. (1995), Marrone et al. (2008), Telesco et al. (1996), Cotera et al. (1999), Eckart et al. (2006a), Schödel et al. (2007a), Genzel et al. (2003), Baganoff et al. (2003a) Porquet et al. (2008), Bélanger et al. (2006), Abdo et al. (2010) et Aharonian et al. (2009).

la matière accrétée. Une telle quasi-périodicité d'environ 17 min a, en réalité, été avancée par Genzel et al. (2003), bien que sa significativité soit faible. Si cette mesure était prise pour argent comptant, elle impliquerait que Sgr A* possède un fort moment cinétique ($a = 0.5 \pm 0.1$). En effet, la période de la dernière orbite stable circulaire d'un trou noir sans rotation (Schwarzschild) est de 27 min. Or, la dernière orbite stable prograde d'un trou noir tournant (Kerr) est plus proche de l'horizon, si bien que la période orbitale peut tomber à 17 min (§ 1.1.2). Notons que d'autres études temporelles, tenant compte précautionneusement des effets de bruit rouge, ne retrouvent pas ce QPO (Meyer et al. 2008, Do et al. 2009).

- **Astrométrie** : Dans le futur, il sera possible de mesurer précisément la position des éruptions de Sgr A* en infrarouge proche, en particulier à travers l'interférométrie VLTI. On verra alors si l'astrométrie varie au cours d'une éruption et s'il y a lieu de décrire les QPO par un mouvement orbital de matière (Hamaus et al. 2009).
- **Corrélation avec les X** : Très vite après la parution du papier de Genzel et al. (2003), a surgi le problème du lien éventuel qui pouvait unir les flares infrarouges et les flares X. Eckart et al. (2004) ont alors découvert que les éruptions X et infrarouges sont simultanées⁷⁴, ce qui a depuis été confirmé à plusieurs reprises (Eckart et al. 2006a, 2008a, Hornstein et al. 2007, Yusef-Zadeh et al. 2006a, 2009, Dodds-Eden et al. 2009, Trap et al. 2010, 2011). Cette caractéristique a permis d'attribuer définitivement les flares X à Sgr A*, alors qu'ils sont moins bien localisés dans les images que ceux en infrarouge. Par ailleurs, l'étude détaillée des spectres et courbes de lumière simultanées a apporté plusieurs contraintes au sujet des processus de rayonnement à l'œuvre lors de ces événements (Cf. Chap. 5 et 6), même si leur origine physique demeure toujours mystérieuse (§ 4.6.2).

⁷⁴ Manifestement, tous les flares X ont une contrepartie infrarouge détectable, mais la réciproque est fautive, ce qui est cohérent avec la différence de fréquence des flares dans les bandes spectrales respectives.

4.6 Modèles d'émission de Sgr A*

La Figure 4.8 représente le spectre large bande du noyau Galactique et récapitule, ainsi, tous les paragraphes précédents relatifs aux rayonnements électromagnétiques qui semblent émaner de Sgr A*. Ce spectre s'étage sur 19 ordres de grandeur en fréquence, mais présente de vastes trous en lumière visible-UV et dans la région du MeV. En ne considérant que la bande qui s'étend de la radio aux rayons X, la luminosité bolométrique de Sgr A*, dans l'état quiescent, est de $\sim 10^{36}$ erg s⁻¹, soit ~ 500 fois celle du Soleil, et plus de 10^8 fois plus faible que la luminosité d'Eddington d'un trou noir supermassif de cette nature. Quant aux éruptions, elles relâchent une puissance additionnelle de l'ordre de 10^{36} erg s⁻¹. Ci-dessous, nous faisons un tour d'horizon des principales théories qui ont vu le jour pour éclairer ces deux états de luminosité.

4.6.1 Quiescence

L'émission quiescente de Sgr A* présente deux difficultés majeures que les modèles doivent éclaircir : (i) la sous-luminosité actuelle⁷⁵ toutes longueurs d'ondes confondues et (ii) l'ajustement précis des données (morphologie, spectre, polarisation) en radio-submillimétrique et X, sans violer les limites supérieures en infrarouge. Les développements théoriques ont suivi les progrès des observations, si bien qu'ils ont sensiblement évolué depuis les années 70 en se complexifiant et s'enchevêtrant. Signalons qu'aucun d'entre eux ne fait consensus aujourd'hui (Cf. Melia and Falcke 2001, Bélanger 2006, Genzel et al. 2010, Yuan 2010 pour des revues).

Le problème de la sous-luminosité a été formalisé dès le début des années 80 par Lacy et al. (1982). A travers des observations infrarouges/radio du CND et de la minispirale, ces auteurs ont estimé qu'un taux $> 10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ de matière ionisée devait chuter en permanence vers le noyau Galactique. Mais, en faisant l'hypothèse d'une accrétion standard (disque optiquement épais efficace, § 1.4.3), ils ont contraint le taux d'accrétion du trou noir à moins de $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ et ont suggéré que, si un tel disque existait, il devait être petit, faible, et peut-être vu par la tranche. Ainsi, dans ce scénario, la clé de la sous-luminosité est le faible taux d'accrétion final, une bonne partie du gaz ne parvenant pas jusqu'à Sgr A*, parce qu'il est soit expulsé de la région centrale (par sa pression de radiation par exemple), soit condensé pour former des étoiles.

Depuis les observations de *Chandra* par Baganoff et al. (2003a), le taux d'accrétion à $\sim 10^5 R_S$ ($\sim 1''$) du trou noir est mieux connu. En effet, la taille de cette zone correspond au rayon de capture d'un trou noir par accrétion sphérique, encore appelé rayon de Bondi (1952) :

$$R_B \approx \frac{GM}{c_s^2} \quad (4.2)$$

où c_s est la vitesse du son dans le plasma et vaut autour de 500 km s^{-1} d'après les mesures de *Chandra*⁷⁶. Dans ce contexte, le taux d'accrétion est donné par :

$$\dot{M}_B \approx 4\pi R_B^2 m_p \rho_0 c_s \quad (4.3)$$

avec $\rho_0 \approx 100 \text{ cm}^{-3}$, la densité du gaz et m_p et la masse du proton. On trouve $\dot{M}_B \approx 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, ce qui concorde bien, d'ailleurs, avec les résultats de Cuadra et al. (2008), qui ont essayé de simuler ce débit de matière en supposant qu'il est alimenté par le vent stellaire émanant des principales étoiles en orbite autour de Sgr A*.

Dans les parties plus internes du flot d'accrétion ($< 10^2 R_S$), les choses se compliquent en raison des mesures de polarisation linéaire en radio, qui limitent le taux d'accrétion à 10^{-7} , voire $10^{-9} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (Marrone et al. 2007). Il faut donc réussir à élucider ce facteur

⁷⁵ Sgr A* a peut-être été beaucoup plus brillant dans un passé récent (Chap. 9).

⁷⁶ On peut aussi estimer cette vitesse par celle des vents stellaires capturés.

10–1000 de diminution dans la valeur du taux d'accrétion après la capture du gaz. Qui plus est, même avec $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{an}^{-1}$, un disque d'accrétion standard occasionnerait une luminosité $L \approx 0.1 \dot{M} c^2 \approx 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, ce qui est encore trop élevé⁷⁷. C'est pourquoi il a fallu construire des modèles d'accrétion peu efficaces (éventuellement avec reflux de matière) qu'on peut schématiquement regrouper en trois grands archipels : « ADAF », « accrétion sphérique » et « jet ».

Les modèles ADAF

Les équations de l'accrétion de matière avec moment angulaire sur trou noir admettent deux catégories de solutions stables, les unes dites « froides » et les autres dites « chaudes ». Le disque d'accrétion standard est représentatif des solutions froides ; la température, relativement basse (10^{6-7} K), conduit à un disque géométriquement fin et optiquement épais (Cf. § 1.4.3).

Les flots d'accrétion dominés par l'advection (Advection-Dominated Accretion Flows, ADAF) sont rangés dans la seconde catégorie de solutions (Rees et al. 1982, Narayan and Yi 1994, Narayan et al. 1995, 1996, 1998, Mahadevan 1998, Abramowicz et al. 1995). Un ADAF suppose, typiquement, que la matière accrétée est engloutie par le trou noir, avant que l'énergie gravitationnelle qu'elle emporte ne puisse être restituée sous forme de lumière. La cause d'un tel phénomène est imputée à un découplage entre les ions (qui gagnent de l'énergie cinétique dans leur chute et atteignent la température du viriel $\sim 10^{12} \text{ K}$) et les électrons (qui, certes, dominent les processus radiatifs, mais ne dépassent pas $\sim 10^{10} \text{ K}$). Les ions advectent ainsi au-delà de l'horizon l'énergie gagnée, avant qu'elle ne soit rayonnée. Le fort moment angulaire du flot, sa densité relativement faible et sa température élevée amènent, finalement, à une sorte de disque d'accrétion, optiquement mince et géométriquement épais (presque toroïdal).

Il subsistait plusieurs problèmes avec les premières versions des théories ADAF citées plus haut. En particulier, le taux d'accrétion au voisinage de l'horizon était trop élevé et il en allait de même pour le flux prédit en X et γ . On réalisa alors que les solutions advectives impliquent la présence d'expulsion de matière (outflows), soit sous la forme de vents (Blandford and Begelman 1999) (Advection-Dominated Inflow-Outflow Solutions, ADIOS), soit sous forme de mouvements convectifs (Quataert and Gruzinov 2000, Beckert 2000, Ball et al. 2001, Narayan et al. 2002b) (Convection-Dominated Accretion Flows, CDAF) qui réduisent le transport de moment angulaire vers l'extérieur et donc de taux d'accrétion effectif du trou noir. Dans leurs versions les plus récentes, le terme générique RIAF (Radiatively Inefficient Accretion Flows) a supplanté celui d'ADAF, puisque l'advection n'est plus l'unique mécanisme à l'œuvre⁷⁸ (Yuan et al. 2003). La version purement thermique des débuts a également cédé la place à une interprétation hybride, dans laquelle des reconnections magnétiques peuvent transférer de l'énergie des ions aux électrons, ces derniers produisant alors des lois de puissance non-thermiques (Özel et al. 2000). Au final, le spectre de Sgr A* s'ajuste par l'émission des électrons du flot d'accrétion avec du synchrotron non-thermique pour la radio à basse fréquence, du synchrotron thermique pour la bosse submillimétrique et un rayonnement de freinage thermique pour l'émission X étendue (Quataert 2002).

Les modèles d'accrétion sphérique

Melia (1992, 1994) a étudié le cas d'une accrétion purement sphérique de type Bondi. Celle-ci partage beaucoup de caractères communs avec les ADAF. D'une part, le flot d'accrétion est

⁷⁷ Une autre objection à l'encontre de l'accrétion standard est que la SED ne semble pas ajustable par un rayonnement de corps noir du type « disque multicolore ». En effet, d'après l'équation 1.33, la température caractéristique d'un tel disque serait de $\sim 10^{14} \text{ K}$ et donc culminerait en infrarouge proche-optique, et pas en submm.

⁷⁸ La faible efficacité des disques de type RIAF ($\eta_{\text{riaf}} \approx 10^{-6}$) relève en partie de l'advection (10^{-2}) et en partie de la convection (10^{-4}).

chaud et la température et celle du viriel. D'autre part, la bosse submillimétrique provient d'un rayonnement synchrotron d'électrons thermiques et les rayons X de bremsstrahlung du plasma en chute libre sphérique. Ce qui diffère, en revanche, est qu'il n'y a qu'une seule température et que le moment angulaire au rayon de capture est supposé très faible, si bien que le flot ne se circularise que vers $\sim 10\text{--}100 R_S$ pour donner naissance à un petit disque Képlérien (Melia et al. 2000, 2001).

Coker and Melia (2000) ont considéré le cas où le champ magnétique ne se maintient pas en équipartition avec le gaz (« subéquipartition ») ce qui réduit encore l'efficacité. Mentionnons enfin les travaux de Liu and Melia (2001) qui justifient le spectre quiescent observé par *Chandra*, à l'aide de la comptonisation de photons de plus basse énergie.

Les modèles à jets

A l'inverse des modèles thermiques présentés plus haut, des cadres purement non-thermiques ont été proposés dès le début des années 90 et raffinés par la suite (Falcke et al. 1993, Beckert and Duschl 1997, Falcke and Markoff 2000). Ceux-ci s'appuient sur les rayonnements d'électrons relativistes d'un jet, plus ou moins bien collimaté (Slysh 2008), pour offrir une explication à la totalité du spectre. L'émission submillimétrique est ainsi produite à la base de ce jet (le « nozzle »), alors que le spectre à plus basse fréquence résulte d'un rayonnement synchrotron auto-absorbé, dont la fréquence d'auto-absorption varie progressivement à mesure qu'on progresse dans le jet. Quant aux rayons X, ils sont le fruit d'un processus synchrotron self-Compton (SSC).

Puisqu'un jet est en principe toujours couplé à un disque, il reste à préciser pourquoi l'émission de ce disque est indécélable (Jolley and Kuncic 2008). Ceci n'a pas empêché, néanmoins, Yuan et al. (2002) de coupler avec succès le modèle à base de jet et un disque de type ADAF.

En définitive, même si l'analogie avec les AGN (notamment M 81* et son petit jet à un seul côté) et les binaires X Galactiques (dans leur état dur avec jet compact) est éclairante, la grande difficulté du scénario à jet est l'impossibilité actuelle de sa détection⁷⁹. A ce jour, toutes les tentatives d'imagerie directe de ce jet par VLBI se sont soldées par des échecs, à tel point que les tenants de la théorie ont dû redoubler d'ingéniosité pour « dissimuler » la trace d'un jet hypothétique... (Markoff et al. 2007).

4.6.2 *Eruptions*

On peut isoler deux familles de modèles afférentes aux éruptions de Sgr A* dans la littérature : les modèles qui s'intéressent essentiellement aux mécanismes physiques déclencheurs des éruptions et ceux qui s'attachent plutôt à l'identification des processus radiatifs à l'œuvre. Nous nous concentrons ici sur les flares X et infrarouge ; les modèles des flares retardés à plus basse fréquence seront revus au Chapitre 6.

Mécanismes déclencheurs

Une première idée, assez singulière, à propos des flares X a été soumise par Nayakshin and Sunyaev (2003) et Nayakshin et al. (2004). Leurs travaux reposent sur l'interaction des étoiles S avec l'hypothétique disque du trou noir. Les auteurs ont modélisé en détail le rayonnement des chocs induits par de telles rencontres et ont pu prédire l'existence de flares en infrarouge proche, avant leur découverte. Mais la fréquence et les sous-structures de ces éruptions NIR sont difficiles à appréhender dans ce cadre. Quant à l'existence de ce disque froid d'une taille de $\sim 10^4 R_S$, elle reste très douteuse (Cf. § 4.6.1), d'autant que la position de Sgr A* dans les

⁷⁹ Notons aussi qu'il est difficile de faire figurer Sgr A* sur la « corrélation universelle » qui relie les flux X et radio des objets compacts à jets, quoiqu'il semble s'en rapprocher en état de flare (Markoff 2005).

images infrarouge ne change pas et reste centrale, alors qu'un tel disque pourrait faire naître des collisions avec les étoiles bien plus loin (Eckart et al. 2004).

De même, le profil temporel des flares NIR a écarté l'hypothèse d'un microlentillage gravitationnel d'étoiles passant derrière l'horizon du trou noir défendue par Alexander and Sternberg (1999), au motif que les formes attendues seraient beaucoup plus symétriques.

Plus récemment, Čadež et al. (2006, 2008) ont établi un scénario qui s'appuie sur le fait que l'énergie libérée par une éruption correspond grosso modo à l'énergie de masse d'un petit corps du Système Solaire de type astéroïde ou comète (10^{20} g), moyennant une efficacité de conversion énergie de masse/radiation de 10%. Ils spéculent donc que des astéroïdes seraient capturés par Sgr A*, passeraient sous leur lobe de Roche et seraient in fine déchirés par d'intenses forces de marée. Il s'avère que ces corps seraient même plutôt liquéfiés dans leur chute sous l'élévation de la température et de la pression. En tenant compte du champ magnétique, dont le flux s'accroît pendant le phénomène, il naîtrait un accélérateur d'électrons semblable au « belatron », qui pourrait générer toute sorte de radiations non-thermiques. Une simulation relativiste de ce scénario a été fournie par Kostić et al. (2009) dans l'espace-temps de Schwarzschild ; la circulation orbitale du plasma entraînant les modulations dans les courbes de lumières.

Il se trouve qu'une telle modulation orbitale a été envisagée auparavant par Falanga et al. (2007, 2008b) pour rendre compte des éventuels QPO des flares. A la racine de ces simulations, il y a l'idée qu'un petit disque d'accrétion pourrait se développer pendant une éruption et être le siège d'une onde spirale magnétohydrodynamique de type Rossby (Tagger and Melia 2006). Signalons que, dans le même ordre d'idée, d'autres versions très phénoménologiques à base de « points chauds » (hot spots) dans un disque d'accrétion ont aussi fait leur apparition, sans que la naissance de ces points chauds et leur maintien ne soient encore explicités (Broderick and Loeb 2005, 2006, Eckart et al. 2006b, Meyer et al. 2006, Trippe et al. 2007, Hamaus et al. 2009).

Processus radiatifs

Les principaux groupes de modélisateurs de la quiescence (ADAF, accrétion sphérique, jet) ont également proposé des processus radiatifs susceptibles d'opérer pendant les éruptions en ajoutant quelques ingrédients à leurs scénarii de quiescence.

Une idée simple, avancée dès la première détection d'un flare X, consistait à accroître de façon passagère le taux d'accrétion du trou noir (Markoff et al. 2001, Liu and Melia 2002). Mais cela s'accompagnait d'une augmentation intempestive du flux radio en même temps qu'en X, qui n'a jamais été observée.

Toujours est-il que ces canevas dérivés des théories de la quiescence exploitent généralement des électrons énergisés pour produire les rayonnements des éruptions. Ces particules seraient ainsi accélérées par (i) des chocs dans un jet (Markoff et al. 2001, 2007), ou (ii) des reconnexions magnétiques dans le disque ADAF, analogues à celles de la couronne solaire (Yuan et al. 2003, 2004), ou encore (iii) des accélérations turbulentes et stochastiques dans le flot d'accrétion sphérique (Liu et al. 2004, 2006ab).

Dans tous les cas, la forte polarisation linéaire infrarouge plaide en faveur d'un processus synchrotron, tandis que les rayons X pourraient assez vraisemblablement provenir d'un mécanisme Compton inverse. Concernant ce dernier, il peut s'agir soit d'un processus SSC (les électrons responsables de l'infrarouge par synchrotron boostent leurs propres photons) soit d'un processus Compton externe : les électrons rayonnant en infrarouge boostent les photons de la bosse submillimétrique quiescente (Yusef-Zadeh et al. 2006a) ou, à l'inverse, les électrons responsables de cette bosse submillimétrique boostent les photons du flare infrarouge (Yusef-Zadeh et al. 2009).

4.7 Cette thèse

Comme cela a été montré au paragraphe précédent, il existe une grande pluralité d'hypothèses pour décrire les déclenchements et les rayonnements des éruptions. Seules de nouvelles observations peuvent apporter des contraintes qui permettront de faire le tri entre ces théories. C'est pourquoi, dans la suite, je vais décrire deux campagnes d'observations multi-longueurs d'onde menées en 2007 (Chapitre 5) et 2009 (Chapitre 6) au cours desquelles nous avons, entre autres, voulu :

- couvrir de nouveaux flares à l'aide d'un maximum de télescopes opérant dans des registres spectraux différents ;
- obtenir des courbes de lumière et des spectres les plus complets possibles, avec pour objectifs de séparer au mieux les processus de rayonnement et en tirer des paramètres physiques sur le système ;
- chercher des contreparties aux éruptions dans la vaste fenêtre spectrale gamma, encore largement inexplorée.

Au Chap. 9, nous verrons par ailleurs que Sgr A* a sans doute été le théâtre d'une éruption géante il y a quelques siècles, pendant laquelle la luminosité du trou noir a été considérablement accrue, ce qui soulagera un peu l'épineux problème de sous-luminosité évoqué plus haut.

Chapitre – 5

La campagne d’observations 2007

Sommaire

5.1	Introduction	75
5.2	Observations et analyses	76
5.3	Modélisation	99
5.4	Résumé	107
5.5	Campagne 2008	108

EN avril 2007, une campagne d’observation ciblée sur les éruptions de Sgr A* a mobilisé, simultanément, plusieurs des plus gros télescopes de la planète (toutes longueurs d’onde confondues) pendant une semaine. Dans ce chapitre, je détaillerai les analyses que j’ai menées avec les données de trois instruments de cette campagne (*XMM-Newton*, *VLT/VISIR*, *INTEGRAL*). Je discuterai ensuite les résultats obtenus sur une nouvelle éruption brillante dans le cadre de modèles de rayonnement non-thermiques. Ces travaux ont fait l’objet de quatre publications dans des revues à comités de lecture : Porquet et al. (2008), Dodds-Eden et al. (2009), Yusef-Zadeh et al. (2009) et Trap et al. (2010) (qui est reproduite en Annexe A). Je mentionnerai également, à la fin, les résultats d’une campagne X effectuée en 2008 par *XMM-Newton*.

5.1 Introduction

Pour des raisons qui tiennent à l’éclairement optimal des panneaux solaires des satellites *XMM-Newton* et *INTEGRAL*, le centre Galactique ne peut être pointé qu’à l’occasion de campagnes ciblées, pendant les semaines qui précèdent les équinoxes de printemps et d’automne. Mais la première de ces deux périodes est en général plus favorable pour les observations de cette région du ciel depuis le désert d’Atacama (le centre Galactique se trouve alors à haute élévation, ce qui limite les problèmes de seeing). (Il faut aussi tenir compte d’autres contraintes telles que la pollution lumineuse engendrée par la Lune, etc.) C’est ainsi qu’en 2007, la campagne s’est tenue entre le 30 mars et le 7 avril (Cf. tableau en Figure 5.1).

Dans la suite, nous allons nous intéresser aux données propriétaires des télescopes *XMM-Newton*, *VLT/NACO*, *VLT/VISIR* et *INTEGRAL*, dont les PI (Principal Investigators) étaient : D. Porquet, R. Genzel, P.O. Lagage et A. Goldwurm, respectivement.

	April 1	April 2	April 3	April 4	April 5	April 6	April 7	April 10	April 11
HST 1.7, 1.4 μ m	—	—	—	—	—	—	—		
XMM 2-12 keV	—	—	—	—	—	—	—		
CSO 350, 450, 850 μ m	—	—	—	—	—	—			
VLA 43, 22 GHz	—	—	—	—	—	—			
SMA 230 GHz	—	—	—	—	—	—			
CARMA 240 GHz	—	—	—	—	—	—			
IRAM 240 GHz	—	—	—	—	—	—			
NMA 90, 130 GHz	—	—	—	—	—	—			
SMT 250 GHz	—	—	—	—	—	—			
VLT 2.2, 3.8, 11.8 μ m,	—	—	—	—	—	—			
GMRT 0.3, 0.6, 1.3GHz	—	—	—	—	—	—			
INTEGRAL 20-100 keV	—	—	—	—	—	—			
VLBA 14, 22,43 GHz	—	—	—	—	—	—		—	—

Figure 5.1 — Journal des observations de la campagne 2007. Il manque le temps d'observation additionnel obtenu par *XMM-Newton* les 30–31 mars (Tab. 5.1). Figure adaptée de Yusef-Zadeh et al. (2009).

Le chapitre est organisé comme suit : au § 5.2, je débute par des généralités sur les analyses de données respectives de chaque instrument, puis explicite les différents traitements que j'ai réalisés sur les données d'avril 2007 et enfin discute les résultats qui ne dépendent que d'un seul domaine spectral. Au § 5.3, je rappelle les principales caractéristiques des processus non-thermiques synchrotron et Compton inverse, puis propose une modélisation phénoménologique de la SED multi-longueurs d'onde d'une éruption à partir de ces procédés radiatifs. Dans l'ultime paragraphe (§ 5.5), je préciserai les résultats d'une campagne X menée fin mars 2008, en guise de transition vers le prochain chapitre.

5.2 Observations et analyses

5.2.1 *XMM-Newton*

Les données récoltées par les CCD du satellite *XMM-Newton* (§ 2.4.1) se présentent sous la formes de listes d'événements, puisqu'en principe, chaque interaction de photon X (ou rayon cosmique) avec le détecteur est répertoriée individuellement. Les informations attenantes à chacun de ces événements sont les suivantes :

- TIME : le temps d'arrivée du photon sur le détecteur ;
- RAWX, RAWY, DETX, DETY : les coordonnées du photon sur le détecteur et la caméra ;
- X, Y : les coordonnées du photon projetées sur le ciel ;
- PHA, PI : l'énergie (calibrée ou non) du photon (PHA et PI signifient « Pulse Height Amplitude » et « Pulse Invariant », respectivement) ;
- FLAG : un « drapeau » traduisant la qualité de l'événement ou une autre spécificité (e.g. un photon qui tombe sur un pixel défectueux) ;
- PATTERN : le motif dessiné par les pixels touchés (les photons et les rayons cosmiques n'impriment pas les mêmes motifs, d'où une possibilité de filtrage des événements non-désirés) ;
- CCDNR : l'identité du CCD concerné.

Table 5.1 — Journal d’*XMM-Newton* pendant la campagne 2007.

<i>Orbite / Id. Obs.</i>	<i>Caméra</i>	<i>Début exposition</i> [UTC]	<i>Fin exposition</i> [UTC]	<i>Durée</i> [ks]
1338 / 0402430701	PN	30 Mar 2007, 21 : 28 : 14	31 Mar 2007, 06 : 27 : 17	32.3
	MOS 1	30 Mar 2007, 21 : 05 : 54	31 Mar 2007, 06 : 31 : 22	33.9
	MOS 2	30 Mar 2007, 21 : 05 : 55	31 Mar 2007, 06 : 31 : 28	33.9
1339 / 0402430301	PN	1 Avr 2007, 15 : 07 : 59	2 Avr 2007, 19 : 53 : 42	103.5
	MOS 1	1 Avr 2007, 14 : 45 : 39	2 Avr 2007, 17 : 05 : 06	94.7
	MOS 2	1 Avr 2007, 14 : 45 : 39	2 Avr 2007, 17 : 05 : 08	94.7
1340 / 0402430401	PN	3 Avr 2007, 16 : 39 : 17	4 Avr 2007, 19 : 47 : 35	97.6
	MOS 1	3 Avr 2007, 16 : 29 : 26	4 Avr 2007, 19 : 51 : 15	98.5
	MOS 2	3 Avr 2007, 16 : 44 : 23	4 Avr 2007, 19 : 51 : 57	97.6

De manière générale, ces renseignements sont rassemblés dans des fichiers au format standard FITS (Flexible Image Transport System, Wells et al. 1981). Afin de les exploiter, le centre d’opération scientifique du satellite (Science Operation Center, SOC) installé en périphérie de Madrid à l’ESAC (European Space Agency Center), distribue librement une suite d’outils assemblés sous le chapeau SAS (Science Analysis Software), et qui font d’ailleurs abondamment appel aux routines des FTOOLS (Blackburn 1995). Dans cette thèse, nous avons utilisé la version 8.0.0 du SAS dans la partie II et une version antérieure, 7.1.2, dans la partie III.

Il faut noter que les données brutes envoyées sur Terre par la plate-forme d’*XMM-Newton*, subissent d’abord un pré-traitement au niveau du SOC, avant d’être mises à disposition des utilisateurs. Le jeu de données fourni à l’observateur prend ainsi la forme de fichiers ODF (Observation Data Files), adjoints à des fichiers de calibration, les CCF (Current Calibration Files). En réalité, un pipeline automatique d’analyse standard, tournant au Science Survey Center (SSC) basé à l’Université de Leicester, procure également des produits déjà calibrés, nettoyés et exploités (listes des sources détectées, images, courbes de lumière, spectres, etc) qui peuvent servir de points de départ, mais sont a priori insuffisants. Dans la suite de cette section, je vais passer en revue les différentes étapes de l’analyse complète (à partir des ODF) à travers l’exemple des données *XMM-Newton* de la campagne 2007. (Nous reprendrons une démarche semblable, sans la détailler à nouveau, aux Chapitres 6 et 8.)

XMM-Newton a pointé le centre Galactique du 30 mars au 4 avril 2007 en mode *Prime Full Window*, i.e. avec l’intégralité des champs de vue des caméras d’EPIC, en utilisant des filtres intermédiaires (*medium*). Les observations se sont étalées sur un total de ~ 230 ks (~ 64 h) (Cf. Table 5.1 pour un journal détaillé des 3 pointés). Les listes d’événements qui seront employées ultérieurement pour construire les images, courbes de lumière, spectres, etc, ont été générées par les chaînes de procédures usuelles *epchain* et *emchain*. Elles ont ensuite été filtrées en trois grandes étapes. En ne conservant (i) que les événements pour lesquels le PATTERN est ≤ 4 ou 12 (pour PN et MOS, respectivement), je me suis assuré de rejeter un maximum d’événements dus à des rayons cosmiques. Afin d’éviter l’utilisation de photons qui sont tombés sur des pixels défaillants (ii), j’ai appliqué les filtres #XMMEA_EP et #XMMEA_EM. Enfin (iii), j’ai éliminé les artéfacts de la calibration et de la concaténation des jeux de données, ainsi que les photons arrivés aux bords des barrettes de CCD, en ne gardant que les événements étiquetés FLAG = 0.

Imagerie

L’image du champ de vue du PN, cumulée sur toute la dernière révolution (rev-1340, 97.6 ks d’exposition) est reproduite en Figure 5.2. Cette image a notamment été nettoyée des événements dits « hors du temps » (Out-of-Time, OoT). En effet, les photons ne sont pas seulement enregistrés par la caméra pendant le temps d’acquisition (intégration du signal par les CCD),

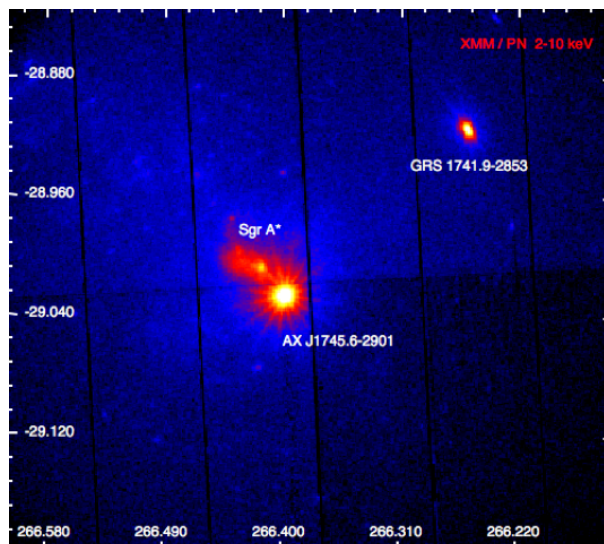


Figure 5.2 — Le centre Galactique en avril 2007 par *XMM-Newton*/PN entre 2 et 10 keV, en projection équatoriale (plan Galactique en diagonale, du coin en haut à gauche, à celui en bas à droite). Sgr A* correspond au point clair au Nord-Ouest d'AX J1745.6–2901. Cette image est à rapprocher de celle réalisée par *Chandra* (Fig. 4.7, gauche). Il faut souligner qu'il est impossible pour *XMM-Newton* de séparer angulairement Sgr A* de G 359.95–0.04 et IRS 13 (Fig. 4.7, droite). Toutefois, ceci n'empêche en rien Sgr A* de dominer le flux de cette petite région lorsqu'il entre en éruption, comme c'est le cas dans ces données.

mais également pendant la lecture des CCD, qui s'effectue par une dérive de charges le long de colonnes en ordonnées. Ces événements OoT se voient ainsi assignés une valeur erronée de RAWY, ce qui se traduit par des « bavures » verticales autour des sources brillantes (c'était le cas d'AX J1745.6–2901 dans l'image brute). En mode *Full Frame*, ce sont 6.3% des événements du PN qui sont concernés par cet effet. Après avoir simulé une image OoT, convenablement normalisée, à partir de la liste d'événements de départ, je l'ai soustraite de l'image brute par l'intermédiaire de l'outil *farith* des FTOOLS.

On remarque essentiellement trois sources ponctuelles dans le champ. D'abord Sgr A* qui ressort nettement de Sgr A Est, du fait de plusieurs éruptions successives dans la révolution 1340 qui augmentent significativement son éclat dans cette image intégrée (Cf. paragraphe suivant). Et deux sursauteurs X en activité, AX J1745.6–2901 et GRS 1741.9–2853, suffisamment éloignés de Sgr A* pour ne pas gêner son étude avec *XMM-Newton* (cela ne sera pas le cas d'*INTEGRAL*, § 5.2.4). Ces deux binaires X sont des transitoires, c'est donc une heureuse coïncidence de les saisir dans un moment d'activité commun et cela a largement influencé la Partie III de ce manuscrit.

Analyse temporelle

Avant de partir à la recherche de nouvelles éruptions de Sgr A*, il est nécessaire d'examiner la contamination éventuelle par des éruptions intempestives d'une autre nature, celles du Soleil. Lorsque la couronne de ce dernier est le siège d'un flare, elle libère des protons mous qui peuvent imprimer les CCD d'EPIC. Non seulement cela introduit un bruit de fond dans les mesures, mais de plus, cela peut entraîner la saturation des détecteurs et une perte de données

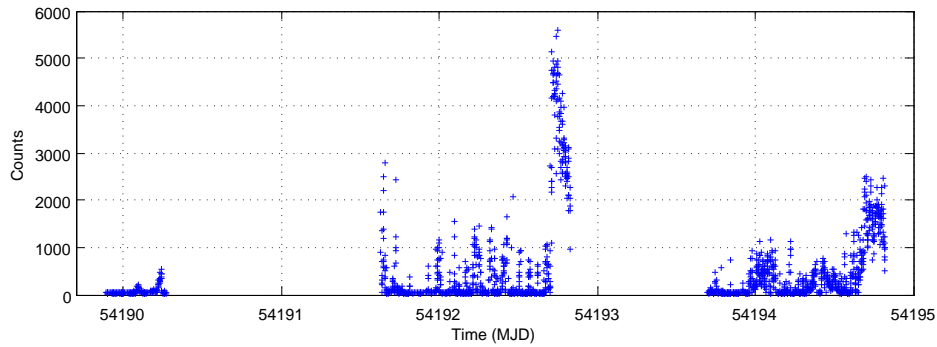


Figure 5.3 — Courbe de lumière des événements de haute énergie (12–14 keV) dans la totalité du détecteur PN, avec des pas de temps sont de 100 s. Le temps est exprimé en jour Julien modifié (Modified Julian Day, MJD).

scientifiques⁸⁰. La méthode employée pour identifier les plages de temps contaminées (Bad Time Intervals, BTI) consiste à tracer la courbe de lumière de tout le champ de vue du détecteur, à haute énergie (là où la surface collectrice de photons X est très réduite et, donc, là où seuls des protons peuvent imprimer les détecteurs). En pratique, les bandes utilisées sont 12–14 keV pour le PN et 10–12 keV pour les MOS. Une telle courbe pour les trois pointés d’avril 2007 est donnée en Figure 5.3. On décrète que les données sont utilisables, autrement dit que l’on a affaire à un « Good Time Interval » (GTI), quand le nombre de coups total du détecteur dans les bandes sus-citées est inférieur à 130 (PN) ou 35 (MOS), avec des pas de temps d’intégration de 100 s. On constate ainsi que les seuils de saturation sont durablement dépassés en fin de deuxième et troisième révolutions.

En Figure 5.4, j’ai tracé les trois courbes de lumières de Sgr A* en utilisant une zone d’extraction circulaire de 10'' de rayon (qui encercle $\sim 60\%$ de la PSF). Avant de sommer les courbes de lumières individuelles⁸¹ de PN, MOS 1 et MOS 2, je leur ai soustrait un fond⁸², estimé sur une surface 10 fois plus large et vide de sources ponctuelles en apparence (tout en respectant les prescriptions de Kirsch 2005⁸³). La saturation des mémoires tampons en fin de deuxième et troisième orbites mentionnée plus haut, a pour conséquence une chute du taux de comptage inattendue. En effet, une courbe de lumière se construit en divisant un nombre de coup par le pas de temps. Or, par défaut, lorsque les mémoires saturent, le pas de temps reste inchangé tandis que le nombre de coups s’amenuise, ce qui conduit à une sous-estimation du taux de comptage réel. J’ai donc développé un algorithme qui utilise le ratio entre les GTI et les pas de temps comme facteur de correction, de manière à redresser les courbes de lumières contaminées (Fig. 5.4, courbes rouges).

Dans ces courbes de lumière, on observe une série de pics sortant du bruit. Par défaut, nous ne considérerons que les signaux dont les intensités dépassent la valeur moyenne ($0.18 \text{ coups s}^{-1}$) de trois fois la déviation standard ($\sigma = 0.02 \text{ coups s}^{-1}$). On identifie ainsi

⁸⁰ L’envoi de l’information collectée par un CCD vers une mémoire tampon (buffer) est ce que l’on appelle la « lecture » (readout). En temps normal, le temps qu’il faut pour vider la mémoire est très court devant le laps de temps qui sépare deux lectures successives, de sorte que, dès que l’on procède à une lecture, la mémoire est prête à se remplir. Seulement, lorsqu’un afflux de données trop volumineux déferle sur la mémoire, celle-ci n’a plus le temps de se vider entièrement entre deux lectures et des données se perdent.

⁸¹ Les durées des observations dans les trois caméras n’étaient pas identiques (Tab. 5.1), c’est pourquoi elles ont été tronquées avant l’emploi de l’outil *lcmath* des FTOOLS.

⁸² Ce fond est très faible en réalité, car on trouve que le taux de comptage du bruit de fond dans le PN, ramené une zone de 10'', est toujours $< 6 \times 10^{-2} \text{ coups s}^{-1}$.

⁸³ Extraction du fond dans le même barreau CCD que Sgr A* pour les MOS et, pour le PN, à même distance d’un nœud de lecture que Sgr A*, i.e. même coordonnée RAWY.

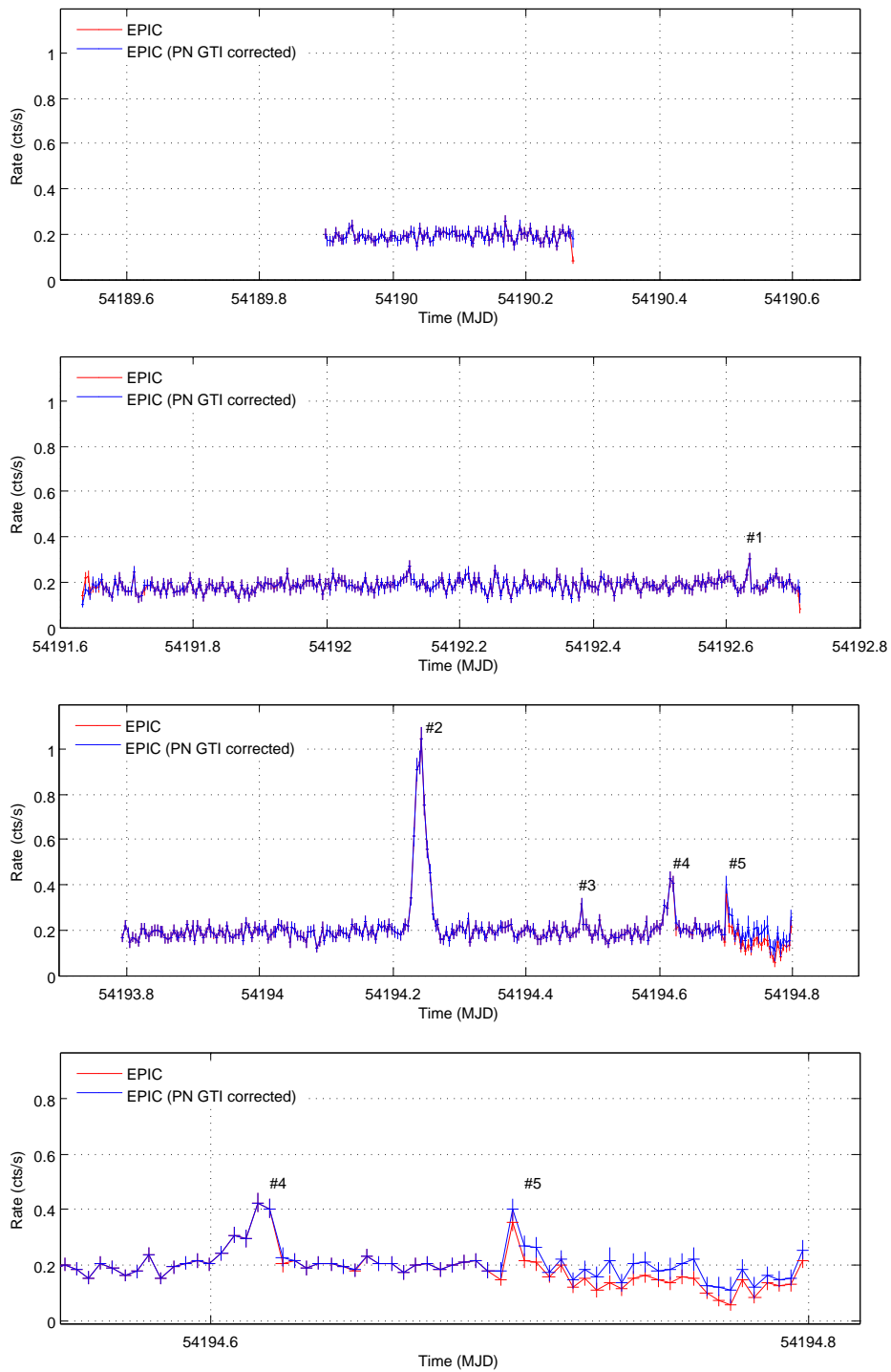


Figure 5.4 — Courbes de lumière X (PN + MOS 1 + MOS 2) de Sgr A* en avril 2007, avec un pas de temps de 350 s. Les taux de comptage sont tracés en rouge lorsqu'ils sont bruts et en bleu après correction des BTIs (Cf. texte). Les trois premiers panneaux correspondent aux trois révolutions consécutives, tandis que le dernier montre un gros plan de la fin la troisième courbe de lumière.

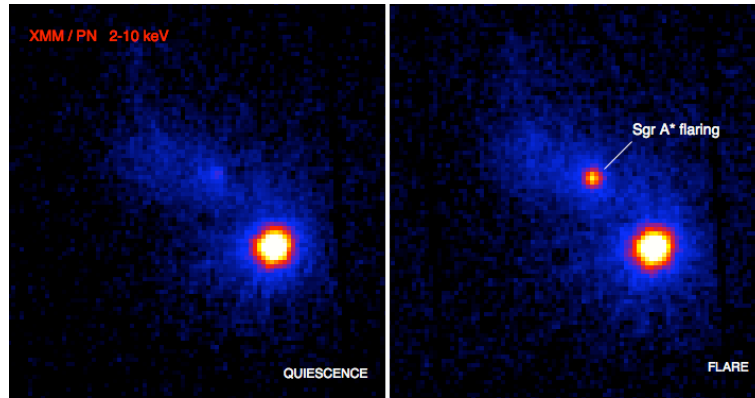


Figure 5.5 — Image X du centre Galactique 50 min avant (*gauche*) et 50 min pendant (*droite*) le Flare 2.

5 nouvelles éruptions (#1–5), indiquées sur la Fig. 5.4, dont les significativités sont dans l’ordre chronologique : 4.4, 35.7, 5.4, 10.2 et 9.0 σ . Le Flare 1 est à peine significatif et le Flare 5 s’est produit pendant une période de bruit élevé, ce qui tendrait à rendre ces détections sinon contestables, du moins très incertaines. Mais, il s’avère que le suivi de Sgr A* par le *HST* en avril 2007 a confirmé ces événements, ainsi que le Flare 4, en révélant trois éruptions significatives, aux mêmes instants, à 1.7 μm (Cf. Yusef-Zadeh et al. 2009, Fig. 21).

A partir de maintenant, nous allons nous focaliser sur le flare le plus intense (Flare 2), car c’est celui qui a fait l’objet de la meilleure couverture multi-longueurs d’onde et qui apporte le maximum d’informations (spectrales notamment) pour des raisons statistiques. Au vu de la courbe de la lumière X, cette épisode a duré ~ 50 min (le 4 avril, de 5 : 25 à 6 : 15, UT). J’ai vérifié que pendant ce laps de temps, seul Sgr A* avait bien accru sa luminosité et qu’il ne s’agissait pas d’une contamination externe. Pour ce faire, j’ai construit une image intégrée pendant l’éruption, et une seconde de même durée datant d’avant l’éruption. Le résultat est reproduit en Figure 5.5 et montre que le flare provient manifestement du noyau Galactique.

Un gros plan sur le profil temporel de ce flare, avec un échantillonnage de 100 s, est montré en Fig. 5.6 (haut). On y aperçoit des variations brusques sur des échelles de temps de l’ordre de la centaine de secondes, notamment aux moments auxquels l’éruption culmine. J’ai donc calculé un périodogramme, ou PSD (Power Spectrum Density), de l’éruption afin d’y chercher une éventuelle (quasi-)périodicité. A cet effet, une transformée de Fourier rapide a été élevée au carré puis normalisée (i.e. divisée par la longueur de la séquence temporelle et multipliée par sa variance, Horne and Baliunas 1986) de sorte qu’un bruit blanc Poissonien affiche une PSD de 1. J’ai représenté en Figure 5.6 (bas) le résultat de ce calcul en coordonnées « log-log », appliqué à une période de 4000 s centrée sur le flare et échantillonnée à 10 s. En conséquence, les fréquences minimales et maximales explorées sont $f_{\min} = 1/4000 = 2.5 \times 10^{-4}$ Hz et $f_{\max} = f_{\text{nyquist}} = 1/(2 \times 10) = 5 \times 10^{-2}$ Hz. Aucun signe de période n’est présent dans cette analyse, mais il faut souligner que la prise en compte du bruit rouge à basse fréquence nécessiterait un traitement statistique plus complexe (voir Bélanger 2006).

Astrométrie

J’ai pratiqué deux études d’ordre astrométrique sur ces données : une première relative et une seconde absolue. D’une part, afin d’utiliser la région d’extraction de Sgr A* (pour les courbes de lumière et spectres) la plus précise possible, j’ai ajusté la position de la source dans l’image du Flare 2 présentée en Fig. 5.5 (droite) via la série de scripts *edetect_chain* du SAS. La procédure d’analyse fut donc itérative puisque j’ai d’abord réalisé un dépouillement grossier des données pour identifier le Flare 2 (avec une position de Sgr A* estimée « à l’œil »), puis une analyse plus

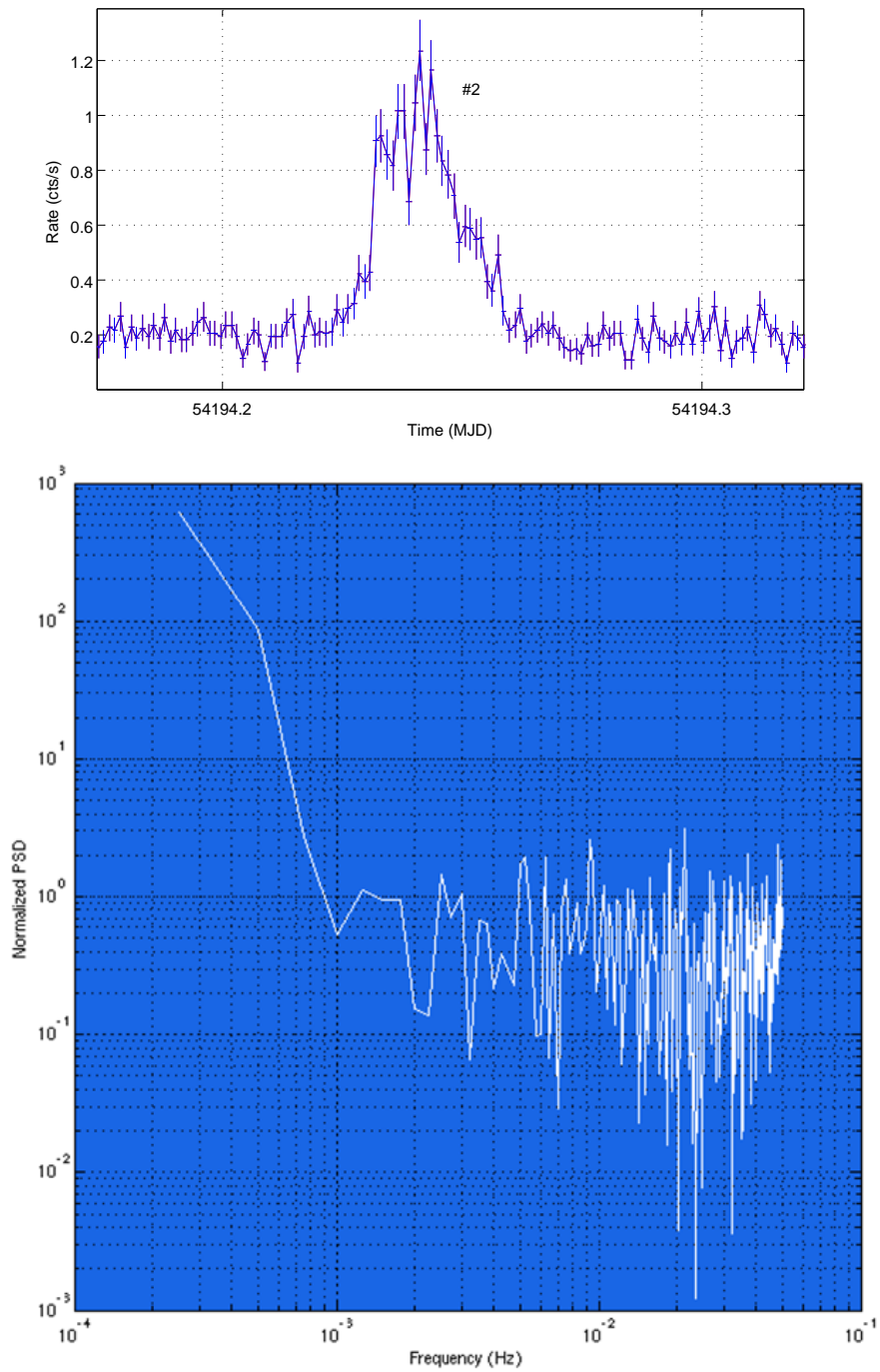


Figure 5.6 — Courbe de lumière (*haut*) et périodogramme (*bas*) du Flare 2.

Table 5.2 — Sources de référence pour l’astrométrie avec *XMM-Newton*. Les positions *HIPPARCOS*/*Tycho* et *Chandra* sont issues de Høg et al. (2000) et Baganoff et al. (2003a), respectivement.

Id. Source	Position référencée
	[R.A. _{J2000} , Dec. _{J2000}]
Tycho-2 6840-590-1 / RXJ1745.7-2904	266.433758° -29.083082° ($\pm 0.025''$)
Tycho-2 6840-666-1 / RXJ1745.7-2904	266.357437° -28.940829° ($\pm 0.025''$)
Tycho-2 6840-20-1 / HD 316224	266.375034° -29.117851° ($\pm 0.025''$)
CXOGCJ174545.2-285828	266.438283° -28.974447° ($\pm 0.16''$)
CXOGCJ174556.2-285519	266.484167° -28.921944° ($\pm 0.16''$)
CXOGCJ174520.6-290152	266.335833° -29.031111° ($\pm 0.16''$)
CXOGCJ174520.9-285818	266.337083° -28.971667° ($\pm 0.16''$)
CXOGCJ174552.2-290744	266.467500° -29.128889° ($\pm 0.16''$)
CXOGCJ174502.3-285450 / GRS 1741.9-2853	266.259583° -28.913889° ($\pm 0.16''$)
CXOGCJ174607.5-285951 / RXJ1746.1-2859	266.531250° -28.997500° ($\pm 0.16''$)

fine avec la position ajustée, dont dérivent les courbes de lumière de la Fig. 5.4.

D’autre part, j’ai calculé la position absolue sur le ciel de la source en éruption, pour la rapprocher des coordonnées tabulées de Sgr A* (mesurées en radio par exemple). Ce travail peut sembler un peu superfétatoire compte tenu de l’historique, déjà long, des observations des éruptions du noyau Galactique en X (§ 4.5.2). Mais il se trouve que, régulièrement, des binaires X (assez singulières), ayant des flux comparables en apparence avec Sgr A*, entrent en activité à seulement quelques secondes d’arc du trou noir et se confondent avec lui dans les images d’*XMM-Newton* (e.g. Bélanger et al. 2005), d’où une nécessaire vérification astrométrique. La méthode consiste à utiliser des sources de référence, dont les positions ont été estimées avec une grande précision. Je me suis donc intéressé aux sources d’avant-plan, uniquement visibles dans la bande de basse énergie 0.5–2 keV (puisqu’absorbées au-delà). En utilisant le détecteur MOS 1, dont les pixels sont plus fins que ceux du PN et procurent donc une meilleure résolution, j’ai identifié 10 objets convenables, dont 3 issus du catalogue Tycho-2 et 7 de celui de *Chandra* (Fig. 5.7 et Tab. 5.2). Ensuite, les procédures *edetect_chain* et *eposcorr* ont été lancées successivement pour, premièrement, ajuster les sources de calibration dans les coordonnées du détecteur puis, deuxièmement, optimiser la corrélation avec leurs positions cataloguées, en autorisant un déplacement en ascension droite et déclinaison, ainsi qu’une rotation. La position céleste de la source à éruption ainsi déduite est R.A. = 266.41664° et Decl. = -29.00754°, avec une erreur statistique de $\pm 0.34''$. Le décalage entre ces coordonnées et celles de Sgr A* mesurées en VLBI (§ 4.5.1) est de 0.65'' en ascension droite et 0.93'' en déclinaison, ce qui signifie que la précision de localisation absolue ainsi obtenue n’est pas pire que les incertitudes résiduelles d’alignement (*boresight*) dans le plan focal d’*XMM-Newton*, estimées à 1.5'' (Kirsch 2005). La position de la source étudiée est donc parfaitement compatible avec celle de Sgr A*.

Spectroscopie

Afin d’étudier plus en détail les propriétés du Flare 2, j’ai réalisé une spectroscopie non-dispersive, qui repose sur l’énergie mesurée de chaque événement enregistré. Généralement, la lecture des spectres X bruts est rendue difficile par au moins trois facteurs. (i) Un spectre brut n’est pas déconvolué de la réponse de l’instrument (surface collectrice en cm²) qui varie en fonction de l’énergie ; on modélise cette dernière avec une matrice diagonale appelée ARF (Ancillary Response File). (ii) L’instrument ne donne pas accès directement à l’énergie véritable du photon détecté. On mesure, en réalité, l’amplitude d’une impulsion électrique (PHA), qu’il faut ensuite convertir en eV ; c’est le travail de la RMF (Redistribution Matrix Function),

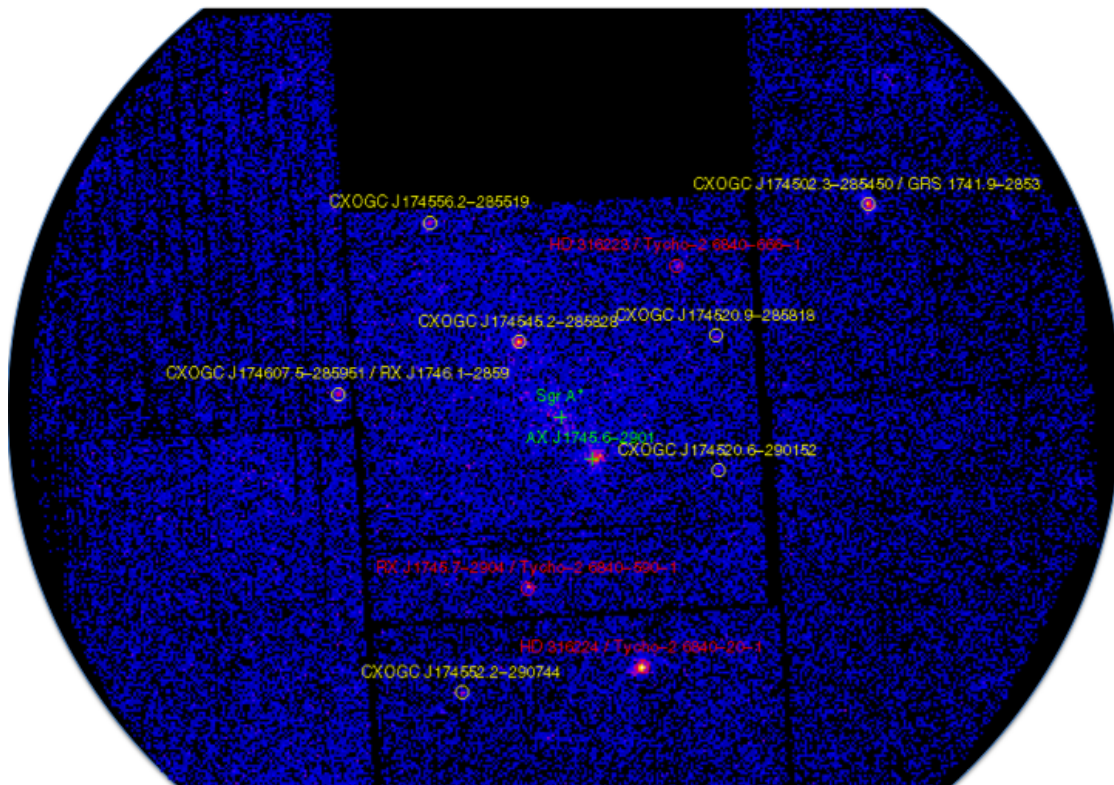


Figure 5.7 — Les sources de référence astrométrique dans le champ de vue de MOS 1 en bande 0.5–2 keV. Les objets répertoriés dans le catalogue Tycho-2 sont en rouge, ceux du catalogue *Chandra* en jaune, tandis que Sgr A* et AX J1745.6–2901 sont en vert.

Table 5.3 — Meilleur ajustement spectral du Flare 2. Les barres d’erreurs correspondent à des intervalles de 90% de confiance sur un paramètre.

Paramètre	Sans diffusion	Avec diffusion
N_{H} [10^{22} cm $^{-2}$]	$12.2^{+2.3}_{-1.8}$	$11.3^{+2.2}_{-1.8}$
Γ	$2.0^{+0.3}_{-0.3}$	$2.1^{+0.3}_{-0.3}$
K [10^{-3} photons s $^{-1}$ cm $^{-2}$ keV $^{-1}$] a	$5.5^{+4.9}_{-2.3}$	$5.5^{+5.6}_{-2.8}$
χ^2_{red} (d.o.f.) b	1.0 (76)	1.0 (76)

a Flux à 1 keV (Eq. 5.2).

b Chi carré réduit ; le nombre de degrés de liberté (degrees of freedom, d.o.f.) est donné entre parenthèses.

une matrice triangulaire supérieure, qui relie l’énergie déposée dans le détecteur par le photon incident à son énergie propre. On peut schématiser les étapes (i) et (ii) de la manière suivante :

$$\mathcal{S}_{\text{obs}}(E_d) = \mathcal{S}_{\text{source}}(E_i) * \text{RMF}(E_i, E_d) / \text{ARF}(E_d), \quad (5.1)$$

où $\mathcal{S}_{\text{obs}}(E_d)$ est le spectre observé par le détecteur (en coups s $^{-1}$ cm $^{-2}$), $\mathcal{S}_{\text{source}}(E_i)$ est le spectre émis par la source (en photons s $^{-1}$), E_d est l’énergie déposée dans le détecteur et E_i est l’énergie incidente du photon. (iii) Les spectres X observés portent souvent l’empreinte d’une absorption interstellaire, qu’il convient de modéliser pour remonter au spectre physique émis par la source. Dans la suite, je ferai appel au programme XSPEC (Arnaud 1996) pour passer du spectre brut au spectre déconvolué et ajuster ce dernier par des modèles physiques.

J’ai commencé par extraire un spectre EPIC pendant la durée du flare, ainsi qu’un spectre de fond incluant la quiescence avant le flare, en prenant soin de calculer les surfaces d’extraction avec la routine *backscale* du SAS. (En soustrayant ces deux spectres, il ne reste donc plus que le spectre du flare seul.) Puis, après production des deux matrices de réponses ARF et RMF, j’ai regroupé les canaux en énergie pour rester dans l’approximation Gaussienne, nécessaire à l’ajustement du χ^2 qui va suivre. Un minimum de 25 coups par pas en énergie a ainsi été choisi à travers la commande *grppha*.

Pour l’ajustement du spectre, j’ai utilisé la version 12 d’XSPEC⁸⁴ et ignoré les « mauvais » canaux. On a coutume d’ajuster les spectres émis par les éruptions de Sgr A* avec une loi de puissance du type :

$$\mathcal{S}(E) = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (5.2)$$

où Γ est l’indice spectral en photon, K est une constante de normalisation en photons s $^{-1}$ cm $^{-2}$ keV $^{-1}$ et $E_0 = 1$ keV. Il est à noter qu’en astronomie radio et infrarouge, les spectres en loi de puissance sont plutôt écrits $F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$ ou $\nu F_{\nu} \propto \nu^{\beta}$ avec F_{ν} la densité de flux exprimée en Jy⁸⁵. Il en résulte que d’une part, $\beta = \alpha + 1$, et d’autre part :

$$\beta = 2 - \Gamma, \quad (5.3)$$

dans la mesure où $E^2 \mathcal{S}(E) \equiv \nu F_{\nu}$. En représentation « νF_{ν} », les spectres pour lesquels $\beta > 0$, $= 0$ et < 0 (ou $\Gamma < 2$, $= 2$ et > 2) sont qualifiés de « durs » (ou bleu), « plats » et « mous » (ou rouge), respectivement.

Les résultats du meilleur ajustement d’une loi de puissance absorbée (§ 2.2) sont communiqués dans la Table 5.3 (deuxième colonne). Il se trouve que, depuis la découverte du premier

⁸⁴ Version installée depuis le code source afin de pouvoir introduire de nouveaux modèles tels *scatter* (Cf. texte).

⁸⁵ 1 Hz Jy = 10^{-23} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ = 6.25×10^{-15} keV s $^{-1}$ cm $^{-2}$.

flare X de Sgr A* par Baganoff et al. (2001), on a pris l'habitude de tenir compte dans l'ajustement du spectre X de la diffusion interstellaire en direction du centre de la Galaxie. Ainsi, j'ai employé le modèle *scatter* de Predehl and Schmitt (1995), dans lequel le spectre source est multiplié par un facteur $\exp(-\tau_{\text{sca}})$ avec :

$$\tau_{\text{sca}} = 0.087 A_V \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \quad (5.4)$$

et A_V fixé à 25 mag. Les résultats correspondant sont rassemblés dans la dernière colonne de la Table 5.3 et illustrés en Figure 5.8 pour chacun des instruments d'EPIC. J'ai également tracé en Fig. 5.9 des versions redressées du spectre, après déconvolution de la réponse instrumentale : $E\mathcal{S}(E)$ à gauche et $E^2\mathcal{S}(E)$ à droite.

Avec le modèle précédent, j'ai pu estimé que le flux moyen absorbé du Flare 2 dans la bande 2–10 keV était de $6.6_{-3.9}^{+0.5} \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, ce qui doit correspondre à un flux non-absorbé $F \approx 1.5 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. En adoptant une distance $d = 8 \text{ kpc}$ pour Sgr A*, la luminosité moyenne de cette éruption est $L = F \times 4\pi d^2 \approx 1.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. La luminosité au pic étant environ le double de la luminosité moyenne et la luminosité quiescente étant de $2.2 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ (Baganoff et al. 2003a), on peut évaluer que le Flare 2 a atteint ~ 100 fois la luminosité quiescente à son maximum.

Pour conclure cette analyse spectrale, j'ai aussi testé la présence de raies du fer dans le spectre du Flare 2 via XSPEC⁸⁶. Aucune raie n'est nécessaire d'un point de vue statistique. Les limites supérieures sur les largeurs équivalentes sont de 150, 68 et 107 eV à 6.4, 6.7 et 7 keV, respectivement, pour des raies étroites ($\sigma = 10 \text{ eV}$) et 157 eV pour une raie large ($\sigma = 250 \text{ eV}$) à 6.7 keV.

Le paramètre qui nous intéressera dans la suite pour la modélisation du Flare 2 est Γ . Une étude similaire, mais indépendante, de ces données par Porquet et al. (2008) est parvenue aux résultats suivants pour cette éruption : $N_{\text{H}} = 12.3_{-1.8}^{+2.1} \times 10^{22}$ et $\Gamma = 2.3 \pm 0.3$. Etant donnée la dégénérescence entre N_{H} et Γ qui règne dans l'espace des paramètres, mes résultats sont parfaitement compatibles avec ceux de Porquet et al. (2008) à moins de 1σ (Fig. 5.10). Par souci de cohérence, nous adopterons la valeur $\Gamma = 2.3 \pm 0.3$ dans la suite⁸⁷.

Discussion

Le Flare 2 est le deuxième flare X le plus lumineux jamais détecté après celui qui a atteint ~ 160 fois la luminosité quiescente en 2002 et qui avait duré également un peu moins d'une heure (Porquet et al. 2003a). Par chance, le flare du 4 avril 2007 a été couvert du début à la fin (contrairement au flare de Goldwurm et al. 2003a) et n'est ni contaminé par une source binaire, ni par un flare solaire (contrairement aux flares de Bélanger et al. 2005).

On retrouve dans cette éruption des variations temporelles rapides de l'ordre de la centaine de secondes, d'où l'on déduit une extension spatiale très compacte : quelques rayons de Schwarzschild. Deux éléments sont remarquables pour ce nouveau flare. Premièrement, la loi de puissance du spectre est relativement molle ce qui aura des implications décisives dans la suite (§ 5.3.2). Deuxièmement, c'est la deuxième fois après Bélanger et al. (2005) que l'on observe un « train » de flares successifs. Puisque pendant la troisième orbite d'*XMM-Newton*, c'est une éruption puissante qui précède les trois autres, on peut se demander si ces dernières

⁸⁶ La méthode consiste à ajouter, dans le modèle d'ajustement, une raie dont on fixe l'énergie et la largeur. On ajuste ensuite la normalisation de cette raie aux données, tout en estimant son intervalle de confiance à 90%. C'est la borne supérieure de cet intervalle qui amène, finalement, à la limite supérieure sur la largeur équivalente à travers la fonction *eqwidth* d'XSPEC.

⁸⁷ J'ai remarqué que la valeur ajustée de Γ dépend sensiblement du nombre de canaux regroupés. En testant différents regroupements tels qu'il y ait 10 à 50 coups minimum, la valeur de Γ peut fluctuer de 0.1–0.2, mais reste toujours > 2 , ce qui implique un indice équivalent $\beta < 0$ (Eq. 5.3). Ceci aura son importance au § 5.3.2.

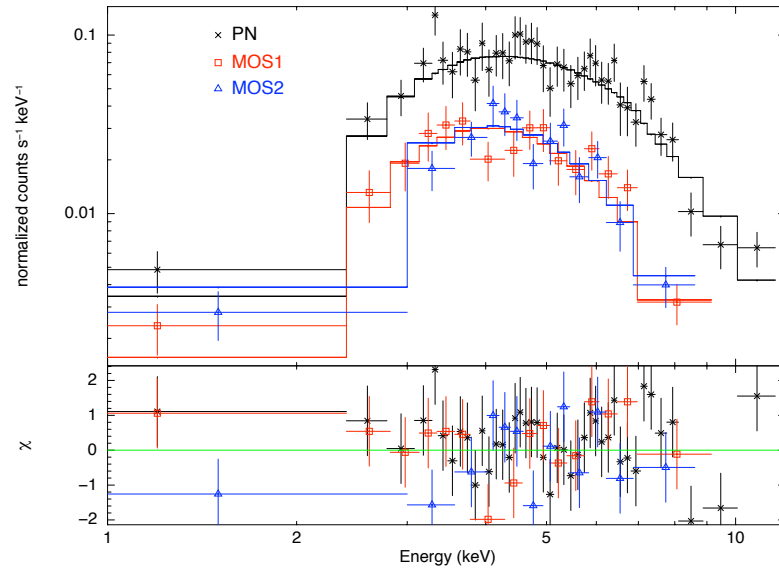


Figure 5.8 — Spectre X EPIC du Flare 2 avec meilleur ajustement en loi de puissance absorbée et diffusée par le milieu interstellaire.

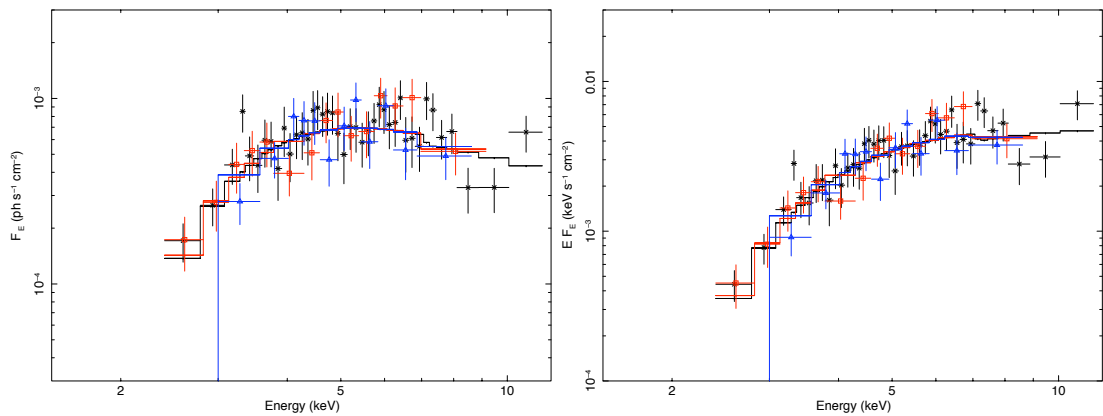


Figure 5.9 — Spectres déconvolués et redressés du Flare 2 (Cf. texte). La loi de puissance n'est pas directement observable du fait de l'absorption à basse énergie.

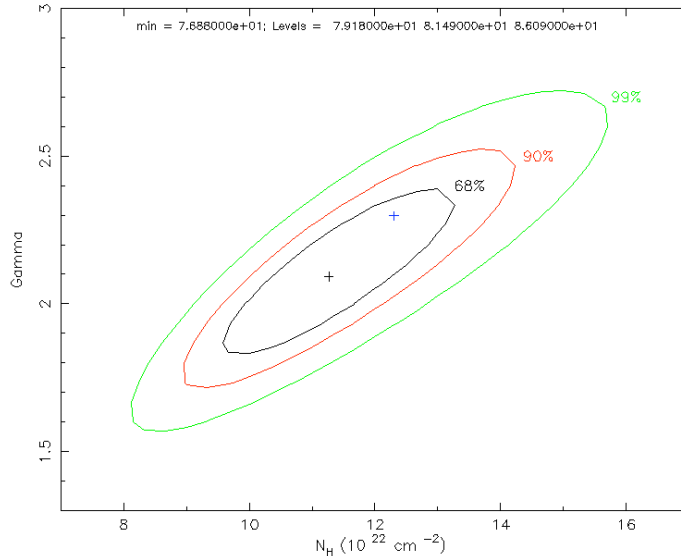


Figure 5.10 — Intervalles de confiance à 1, 2 et 3 σ (68, 90 et 99%, respectivement) autour du meilleur ajustement spectral du Flare 2 (croix noire) dans le plan (N_H, Γ) . Les résultats de Porquet et al. (2008) sont représentés par la croix bleue, compatible à moins de 1 σ avec la croix noire.

sont des répliques de la première ou si, au contraire, il s'agit d'événements isolés. Une façon d'aborder le problème est d'estimer l'énergie accumulée par accréation sur le trou noir entre le Flare 2 et ses successeurs. Le temps qui sépare le Flare 2 des autres est de l'ordre de 10^4 s tandis que le taux d'accréation de Sgr A* est estimé à $\sim 10^{-9} M_\odot \text{ an}^{-1} \approx 10^{16-17} \text{ g s}^{-1}$ (§ 4.6.1). Après le Flare 2, le flot d'accréation a ainsi eu le temps d'accumuler une masse de $\sim 10^{20-21}$ g, ce qui est la quantité de matière attendue pour une éruption avec une efficacité d'une dizaine de pourcents (§ 4.6.2, Genzel et al. 2003). La conclusion reste donc ouverte. Si d'aventure de nouvelles éruptions puissantes sont détectées les unes après les autres dans un laps de temps trop court pour qu'il y ait stockage d'énergie par accréation, alors cela favorisera les modèles basés sur la chute stochastique de petits corps de $\sim 10^{20}$ g, indépendants les uns des autres (§ 4.6.2).

5.2.2 VLT/NACO

L'instrument NACO du VLT (§ 2.4.4), travaillant dans l'infrarouge proche, a participé à la campagne 2007 en observant le centre Galactique toutes les nuits du 1^{er} au 6 avril (Fig. 5.1) dans plusieurs bandes : L' ($3.8 \mu\text{m}$), K_s (K -short, $2.1 \mu\text{m}$) et H ($1.6 \mu\text{m}$). La réduction et l'analyse de ces données ont été accomplies par Dodds-Eden et al. (2009). J'en résume les principaux résultats ci-dessous.

En guise d'illustration de ces observations, j'ai placé en Fig. 5.11 (gauche) une carte annotée de la région centrale, presque à la limite de diffraction (voir les anneaux d'Airy autour d'IRS 7), où l'on voit poindre Sgr A* assez nettement. Par chance, le 4 avril de 5 h à 7 h (UT), NACO a suivi en bande L' le puissant Flare 2 dont il a été question dans les paragraphes précédents. L'image de la Fig. 5.11 a été construite au maximum d'intensité (voir également Fig. 5.12 pour une version zoomée). Même si Sgr A* était confondu avec S 17 et le petit nuage D 1 (§ 4.5.3) à cette époque, la précision astrométrique sur le flare est bien meilleure en infrarouge proche qu'en rayons X, c'est pourquoi les données de NACO apportent la preuve la plus convaincante que Sgr A* est à l'origine de ce soubresaut.

Sur la Figure 5.18 (troisième panneau), je montre la courbe de lumière NIR du Flare 2. Des sous-structures sont bien présentes sur des échelles de temps de ~ 20 min, mais aucune quasi-périodicité incontestable ne peut être annoncée (Dodds-Eden et al. 2009). Les plus courtes

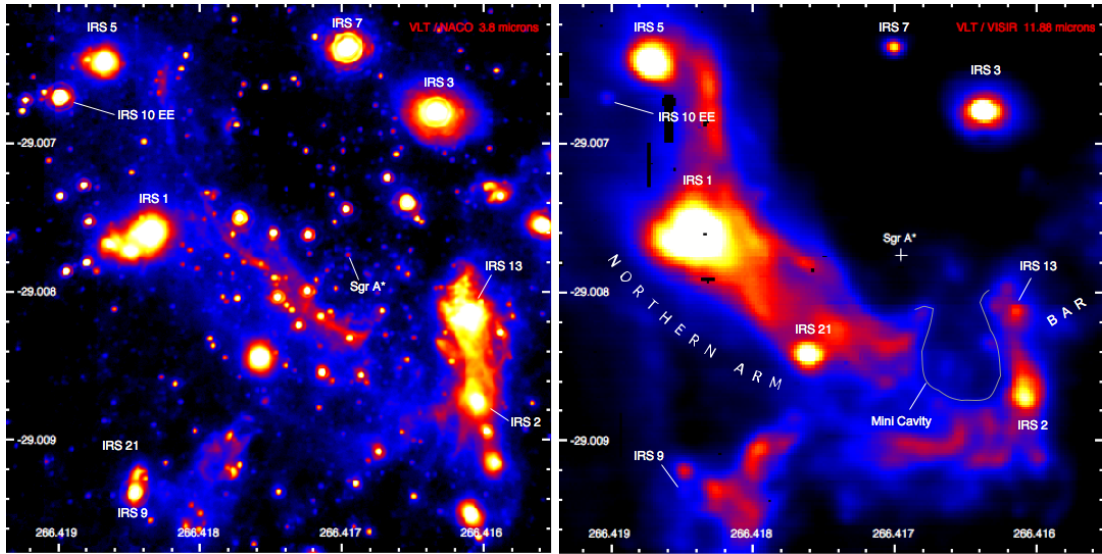


Figure 5.11 — Le centre Galactique en avril 2007 par les instruments NACO (*gauche*) et VISIR (*droite*) du VLT. Ces images sont à rapprocher des Fig. 4.3 (*droite*) et 4.1 (*bas, gauche*).

variations temporelles ($\Delta t \approx 1$ min) contraignent la taille de la zone émissive à une région plus petite que $c/\Delta t \approx 1.5 R_S$. C'est la première fois que de telles caractéristiques sont relevées en bande L' . S'agissant de la durée totale de l'éruption, on remarque qu'elle est environ deux fois plus grande en NIR qu'en X (~ 2 h vs. ~ 1 h), bien que le fond X persistant dissimule potentiellement une partie de la montée/descente du flare. Notons que le flare X/NIR détecté par *Chandra/Keck* le 17 juillet 2006 (Hornstein et al. 2007) indiquait aussi une durée NIR plus grande, alors que *Chandra* présente un fond X plus bas que celui d'*XMM-Newton* en raison d'une meilleure PSF. En ce qui concerne les pics X et NIR de l'éruption, ils sont concomitants à moins de ~ 3 min.

En adoptant une extinction $A_{L'} = 1.8$ mag, le flare a culminé à ~ 30 mJy (dérouté), ce qui en fait l'un des plus brillants flares NIR jamais saisis et clairement le plus brillant des flares infrarouges observés parallèlement en X. Afin de permettre une meilleure discussion dans la suite, nous avons calculé le flux NIR moyen de cette éruption (en soustrayant le fond et corrigeant de l'extinction) pendant la période des observations MIR (Cf. prochain paragraphe) : 19.1 ± 3.6 mJy. D'un point de vue spectral, on ne peut rien dire sur ce flare avec les seules informations contenues dans les données de NACO, mais par chance les observations MIR de VISIR ont apporté un nouvel éclairage.

5.2.3 VLT/VISIR

Le spectro-imageur VISIR (§ 2.4.4) a pointé le centre Galactique à plusieurs reprises pendant la campagne 2007, mais nous ne nous intéresserons dans cette section qu'aux données engrangées dans la nuit du 4 avril 2007, dans le cadre du temps garanti accordé au Service d'Astrophysique du CEA-Saclay pour sa contribution à la construction de VISIR. Les observations ont couvert la période allant de ~ 5 h 30 min (soit une vingtaine de minutes après le début du Flare 2 en NIR) à 10 h 30 min du matin (UT). L'acquisition des données s'est faite dans la bande atmosphérique N de l'infrarouge moyen à $11.88 \pm 0.37 \mu\text{m}$, grâce au filtre PAH2_2, où PAH est l'acronyme

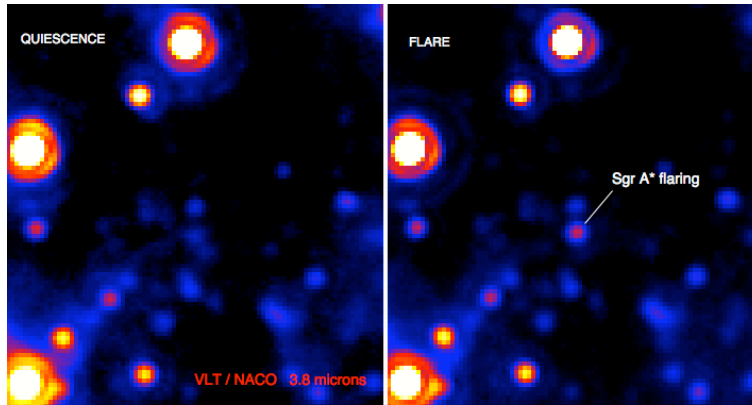


Figure 5.12 — Image NIR du centre Galactique 6 min pendant la phase quiescente (gauche) et 6 min pendant l’apogée du Flare 2 (droite). Le champ de vue est à peu près le double de celui des images de gauche et du milieu de la Fig. 4.4. S 2 est la petite source ponctuelle bleue juste au-dessus de Sgr A* et se voit surpassée en éclat de ~ 1 mag par ce dernier pendant l’éruption, ce qui est le signe d’une éruption relativement lumineuse.

de « Polycyclic Aromatic Hydrocarbon » (hydrocarbures polycycliques aromatiques)⁸⁸. C’est le mode *Small Field* qui a été adopté, d’où un champ de vue de 256×256 pixels ($19.2'' \times 19.2''$), chaque pixel couvrant une zone de $0.075'' \times 0.075''$ du ciel.

La méthode du chopping/nodding (§ 2.4.4) a été utilisée afin de se débarrasser du fond MIR du ciel et du télescope. Le jeu de données est ainsi subdivisé en « structures », elles-mêmes partagées en trames (*frames*) (Tab. 5.4). Chaque trame correspond à un cycle de nodding, lui-même composé de plusieurs cycles de chopping. Au cours de la réduction des données, un cube d’images est construit, chacune d’entre elles résultant de la combinaison de deux trames successives. Avec les données du 4 avril 2007 comportant une structure inutilisable (#8), j’ai abouti à un cube de 79 images ($256 \times 256 \times 79$). Trois autres étapes importantes de la réduction ont été réalisées par ailleurs : la correction de champ plat (*flat-fielding*), la correction des pixels défaillants et l’étalonnage du filtre.

Cette dernière manœuvre a été conduite le 4 avril à 05 : 16 : 24 (UT) pendant 110 s en observant l’étoile standard HD 102461 (9.237 Jy dans le filtre PAH2_2, Cohen et al. 1999) et a amené à une sensibilité⁸⁹ de 7 mJy ($10 \sigma / 1 \text{ h}$) ainsi qu’un facteur de conversion $\xi = 210000$. Ce dernier permet de convertir la valeur des pixels CCD, donnée de manière habituelle en ADU s^{-1} (Analog to Digital Unit), en Jy comme suit⁹⁰ : $1 \text{ Jy} = \xi / 4 = 52500 \pm 2500 \text{ ADU s}^{-1}$, intégré sur une boîte de 5×5 pixels ($= 0.375 \text{ arcsec}^2$) pour maximiser le rapport signal sur

⁸⁸ Il s’agit de grandes molécules d’une centaine d’atomes, formées soit par croissance de radicaux libres dans les enveloppes circumstellaires d’étoiles riches en carbone, soit par fragmentation de grains carbonés amorphes dans le milieu interstellaire. Les PAH pourraient ainsi constituer la composante moléculaire la plus abondante de ce milieu interstellaire après H_2 et CO. Ces molécules sont facilement ionisées ou excitées par le rayonnement UV des étoiles, et convertissent une partie de l’énergie des photons reçus en énergie interne par l’intermédiaire de vibrations des liaisons chimiques intramoléculaires. Le milieu interstellaire étant extrêmement ténu, la désexcitation collisionnelle est peu favorisée, si bien que l’énergie emmagasinée est restituée sous forme de raies de fluorescence infrarouges à 3.3, 8.6, 11.3, 11.9 et $12.7 \mu\text{m}$ (liaison C–H) et 6.2, $7.7 \mu\text{m}$ (liaison C–C).

⁸⁹ La sensibilité est définie comme la valeur minimum de densité de flux d’une source ponctuelle que VISIR peut détecter avec un significativité de 10σ via une intégration de 1 h.

⁹⁰ Usuellement, VISIR observe des sources qui sont seules dans le champ de vue et y restent même si les images sont « chopées » ou « noddées ». Mais le centre Galactique est si densément peuplé que tout le champ est occupé, ce qui ne permettrait pas l’application de la technique de soustraction s’il restait toujours dans le champ. C’est pourquoi seule 1 pose sur 4 (2 poses noddées \times 2 poses chopées) contient le centre Galactique, réduisant ainsi l’exposition par 4.

Table 5.4 — Journal de VLT/VISIR pendant la campagne 2007.

<i>Id. Struct.</i>	<i>Id. Trame</i>	<i>Début trame</i> [UT, 4 Avr 2007]	<i>Durée</i> [s]	<i>Seeing</i> ["]	<i># Ima.</i>
1	VISIR_IMG_OBS094_0001	05 : 29 : 00.219	1797.65	0.65	10
			
2	VISIR_IMG_OBS094_0020	06 : 03 : 59.014	1797.65	0.65	10
			
3	VISIR_IMG_OBS094_0021	06 : 06 : 10.217	1797.65	0.65	10
			
4	VISIR_IMG_OBS094_0040	06 : 40 : 59.771	1797.65	0.65	10
			
5	VISIR_IMG_OBS094_0041	06 : 43 : 15.904	1797.65	0.65	10
			
6	VISIR_IMG_OBS094_0060	07 : 17 : 28.717	1797.65	0.65	10
			
7	VISIR_IMG_OBS094_0061	07 : 19 : 44.192	1797.65	0.65	10
			
8	VISIR_IMG_OBS094_0080	07 : 54 : 19.948	1797.65	0.65	10
			
9	VISIR_IMG_OBS094_0081	07 : 56 : 36.027	1797.65	0.65	10
			
10	VISIR_IMG_OBS094_0100	08 : 32 : 15.725	1797.65	0.65	10
			
11	VISIR_IMG_OBS094_0101	08 : 34 : 28.206	1797.65	0.65	10
			
12	VISIR_IMG_OBS094_0120	09 : 08 : 42.974	1797.65	0.65	10
			
13	VISIR_IMG_OBS094_0121	09 : 11 : 00.276	1797.65	0.65	10
			
14	VISIR_IMG_OBS094_0140	09 : 45 : 25.882	0	0.65	0
			
15	VISIR_IMG_OBS094_0141	09 : 47 : 36.041	0	0.65	0
			
16	VISIR_IMG_ACQ094_0005	09 : 56 : 23.916	1617.10	1.95	9
			
17	VISIR_IMG_ACQ094_0006	09 : 57 : 19.797	1617.10	1.95	9
			
18	VISIR_IMG_OBS094_0142	10 : 01 : 16.262	1617.10	1.95	9
			
19	VISIR_IMG_OBS094_0159	10 : 32 : 29.047	1617.10	1.95	9

bruit.

Imagerie et astrométrie

L'image cumulée de toute l'observation VISIR est reproduite en Fig. 5.11 (droite) pour comparaison MIR/NIR et en Fig. 5.13 avec un gros plan sur le noyau. Le visage du centre Galactique en infrarouge moyen apparaît ainsi intermédiaire entre la radio (prédominance de l'émission diffuse de la minispirale, Fig. 4.1) et l'infrarouge proche (prédominance des étoiles, Fig. 4.3). Mais on relève une différence de taille : l'absence de source ponctuelle à la position de Sgr A* en MIR. A la place, on aperçoit une petite crête d'émission diffuse appelée le « ridge » (Stolovy et al. 1996), en bon accord avec les premières observations du centre Galactique par VISIR pendant sa phase de commissionnement (Pantin et al. 2005, Viehmann et al. 2006).

L'application d'une déconvolution de type Lucy-Richardson avec l'étoile HD 102461 pour PSF, dans l'intention de faire ressortir les sources ponctuelles, n'a pas permis une meilleure détection de Sgr A*. Or, pour une analyse des données plus fine, il convient de localiser précisément l'emplacement du trou noir. A cet effet, j'ai effectué une étude astrométrique comparative entre la radio, le NIR et le MIR, en faisant usage de trois sources de maser SiO visibles dans toutes ces gammes spectrales et distribuées autour du centre : IRS 7, IRS 9 et IRS 10EE (Reid et al. 2007). Ceci m'a permis de localiser Sgr A* avec une boîte d'erreur de 0.4 arcsec², dont

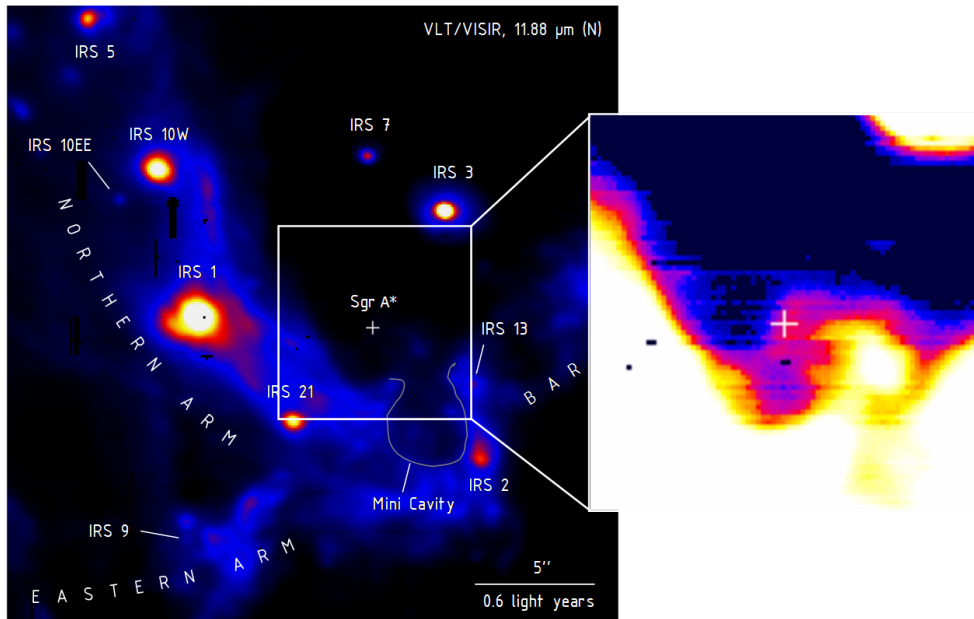


Figure 5.13 — Gros plan sur le centre Galactique en MIR. Le contraste du panneau de droite a été renforcé par égalisation d'histogramme ; la croix blanche y marque la position de Sgr A* au milieu du ridge.

la taille est essentiellement limitée par l'erreur sur l'ajustement spatial de la source IRS 9 dans les données MIR (Fig. 5.14).

Courbe de lumière

Le flux dans la boîte de 5×5 pixels centrée sur la position de Sgr A* dans l'image moyenne de toute l'observation, est de 123 ± 6 mJy (non-dérouté). Cette valeur peut être attribuée dans sa majorité au ridge, en concordance avec les valeurs de précédentes observations VISIR (Eckart et al. 2004, Schödel et al. 2007a), du télescope *Hale* au Mont Palomar (Stolovy et al. 1996) et du télescope *Keck* (Cotera et al. 1999, Morris et al. 2001).

Pour trouver la présence d'un éventuel flare MIR au moment du flare NIR/X, j'ai dérivé une courbe de lumière VISIR composée de 79 points (un par image) correspondants au flux de la boîte 5×5 pixels. Les marges d'erreurs (1σ) de ces points ont été évaluées par le calcul de la déviation standard de 77 boîtes indépendantes, de même taille, localisées dans une région rectangulaire au Nord de la minispirale où le fond est plus plat qu'ailleurs. (Notez que la barre d'erreur sur le flux cité au dernier paragraphe est la valeur moyenne de ces barres d'erreurs individuelles, divisée par $\sqrt{79}$.) La courbe de lumière ainsi construite présente des variations importantes que l'on peut attribuer en majeure partie à l'atmosphère. En effet, bien que moins sensible que NACO, VISIR est toutefois soumis à la turbulence de cellules atmosphériques aux caractéristiques du type : $r_0 \approx 10$ m, $t_0 \approx 1$ s et $v_{\text{atm}} \approx 10$ m s $^{-1}$ (§ 2.3). Pour m'affranchir de ces variations, j'ai soustrait à chaque point de la courbe de lumière initiale la valeur médiane de l'image correspondante, puis multiplié par la moyenne des valeurs médianes de toutes les images. La courbe de lumière obtenue de la sorte est beaucoup plus stable que la précédente et ne présente pas de variation significative au moment du Flare 2 (Fig. 5.18, quatrième panneau). Les barres d'erreur résultent de la somme quadratique de deux incertitudes : (i) une erreur photonique (~ 3 mJy) estimée par la déviation standard d'une région plate dans chaque

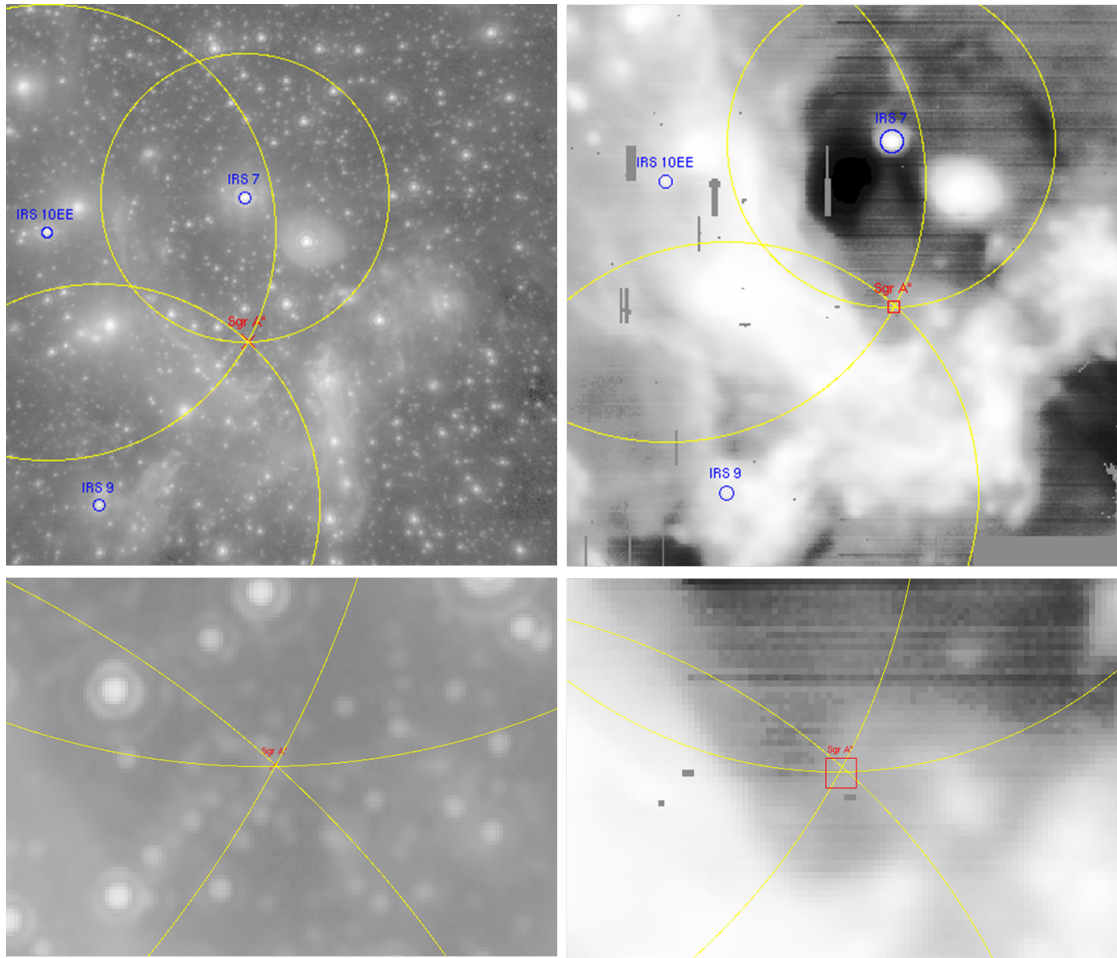


Figure 5.14 — Sources astrométriques maser en infrarouge proche (*gauche*) et moyen (*droite*). Des gros plans sont donnés dans les panneaux du bas. Les rayons des cercles joignant IRS 7, IRS 9 et IRS 10EE à Sgr A* ont été tirés de Reid et al. (2007).

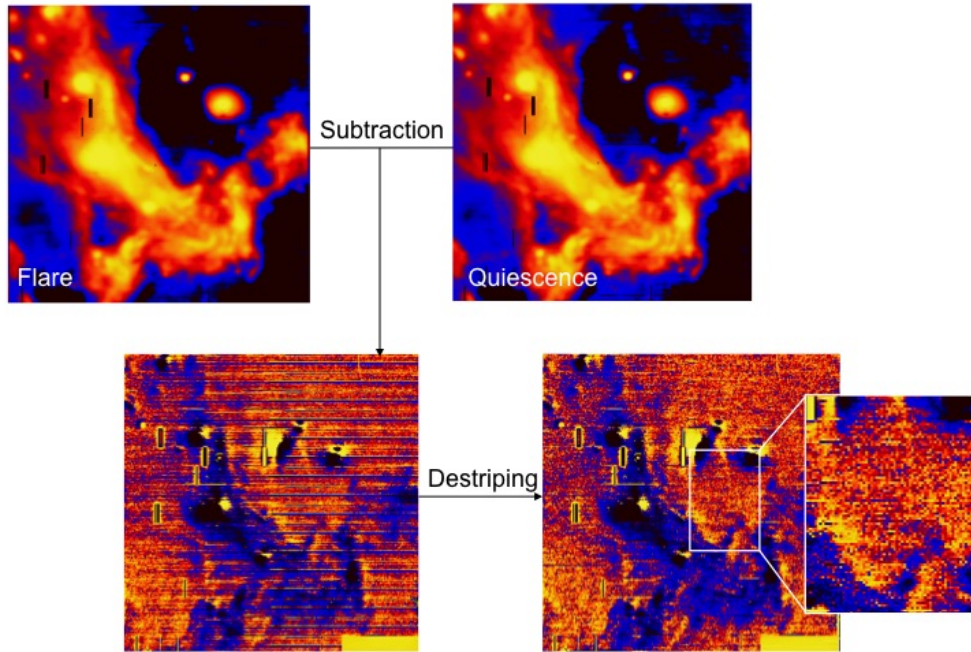


Figure 5.15 — Recherche du Flare 2 en MIR (Cf. texte).

image après soustraction de la même image filtrée par un filtre médian⁹¹, et (ii) une erreur systématique (~ 13 mJy) estimée par la déviation standard de la courbe de lumière.

Limite supérieure

C'est la première fois qu'une éruption X/NIR majeure concorde avec des observations MIR. Ainsi, pour aller plus loin que la courbe de lumière dans la recherche d'une contrepartie MIR du flare, j'ai bâti une image moyenne VISIR du Flare 2 en combinant 12 images individuelles datant de 05 : 30 à 06 : 13⁹². Puis, j'ai construit une image équivalente de la phase quiescente (12 images de 07 : 17 à 08 : 00) que j'ai retranchée de l'image du flare. Pour ce faire, j'ai inclus une translation dans les positions relatives de ces images (moins de la moitié d'un pixel) ainsi qu'une légère dégradation avec des fonctions de Moffat pour mimer les différences de conditions atmosphériques. L'image résultante affichait un ensemble de stries⁹³ que j'ai retirées avec un algorithme adéquat. (Cette opération n'a pas pu éliminer par accident l'image d'un flare éventuel car seules les structures de 1 pixel de largeur et 40 pixels de longueur ont été effacées.) Un schéma illustrant ces différentes étapes est donné en Figure 5.15. Aucune source ponctuelle n'est détectée de manière significative à la position de Sgr A*, j'ai donc procédé au calcul d'une limite supérieure.

La première méthode que j'ai retenue est similaire à celle utilisée pour calculer les marges d'erreur de la courbe de lumière. Elle consiste à évaluer la déviation standard de la région

⁹¹ Le filtre médian 3×3 est un filtre non-linéaire (pour chaque boîte, il ordonne les valeurs des 9 pixels et en attribue la valeur médiane au pixel central), qui élimine le bruit en préservant les contours d'origine (contrairement au filtre Gaussien qui est linéaire et supprime les contours). L'image initiale moins l'image filtrée par filtre médian n'exhibe pratiquement que du bruit photonique (+ des stries, Cf. suite), qui s'élève à $\sim 97\%$ du bruit initial, comme cela a été montré empiriquement.

⁹² Il faut noter que les observations VISIR ont débuté 5 min après le commencement du flare X, qui a duré de 05 : 25 à 06 : 13.

⁹³ La température du détecteur suit la fréquence de 1 Hz du cycle fermé du cryostat, qui est différente de la fréquence de chopping. Par conséquent le niveau de fond moyen dans deux trames consécutives n'est pas nécessairement le même, ce qui cause ces stries qui se répètent toutes les 16 lignes (Fig. 5.15, en bas à gauche).

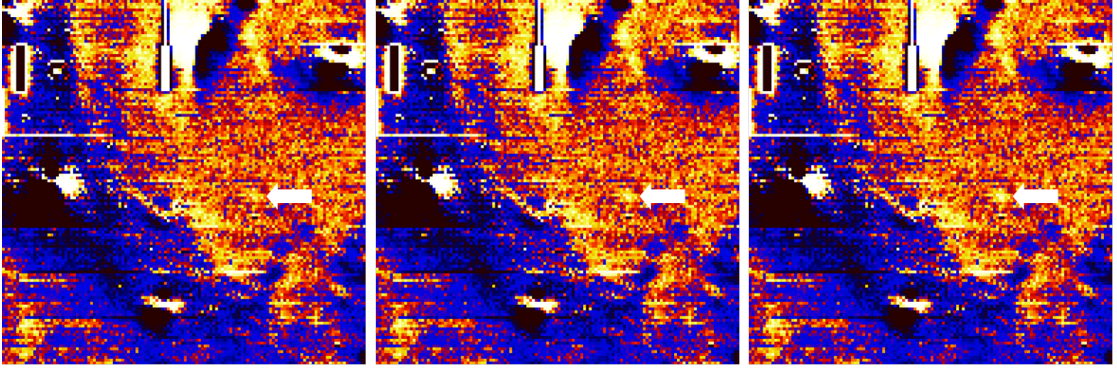


Figure 5.16 — Simulation d'un flare de Sgr A* dans les données VISIR (au bout de la flèche blanche) de 8 mJy (*gauche*), 10 mJy (*milieu*) et 12 mJy (*droite*).

de Sgr A* dans l'image différentielle (le fond y est relativement plat). On trouve ainsi une valeur pour la limite supérieure de 8 ± 0.6 mJy (non-dérougé). La barre d'erreur est la somme quadratique de l'erreur sur le facteur de conversion ξ et une erreur statistique, due au nombre fini de boîtes exploitées pour le calcul de la déviation standard. En effet, dans l'hypothèse d'une distribution Gaussienne, la variable aléatoire égale à la variance estimée que multiplie n (le nombre de boîtes) et que divise la « vraie » variance ($n\sigma_{\text{estim}}^2/\sigma_{\text{vraie}}$), suit une distribution de χ^2 à $n - 1$ degrés de liberté. En conséquence, l'intervalle de confiance à 68% (1σ) de la limite supérieure (à 3σ) sur le flare est donné par :

$$3\sqrt{\frac{n\sigma_{\text{estim}}^2}{\chi^2(0.68, n-1)}} \leq 3\sigma_{\text{vraie}} \leq 3\sqrt{\frac{n\sigma_{\text{estim}}^2}{\chi^2(1-0.68, n-1)}}. \quad (5.5)$$

Une seconde méthode pour déterminer cette limite supérieure revient à simuler un flare synthétique à l'emplacement du trou noir dans l'image différentielle. J'ai ainsi créé plusieurs PSF de flux donnés, jusqu'à ce que la source ponctuelle synthétique excède de 3σ le fond local (Fig. 5.16). (Déconvoluer l'image différentielle n'améliore pas vraiment les choses et engendre des artéfacts indésirables à cause de deux mauvais pixels situés juste au Sud de Sgr A*.) J'ai estimé ainsi qu'un éventuel flare MIR n'a pas pu dépasser ~ 12 mJy (non-dérougé), ce qui est parfaitement en accord avec la sensibilité empirique de VISIR : 7 mJy / 10σ / 1 h (valeur médiane pour différentes conditions atmosphériques).

Il ne reste maintenant plus qu'à dérougir cette contrainte. La valeur de la correction d'extinction (A_λ) dans le MIR dépend de manière critique de l'intensité et de la forme de la bosse d'absorption des silicates vers $10 \mu\text{m}$ (Fig. 2.2). Dans la littérature, A_λ est couramment exprimé en ratios relatifs à A_V ou A_K . Nous utiliserons $A_V = 25$ mag et $A_K = 2.8$ mag par souci de cohérence entre nos mesures multi-longueurs d'onde. La mesure d'extinction la plus proche de la valeur de notre longueur d'onde, $\lambda = 11.88 \mu\text{m}$, a été effectuée par Lutz (1999) à $\sim 12.4 \mu\text{m}$. J'ai considéré trois modèles théoriques pour le profil des silicates afin d'extrapoler la valeur mesurée à $12.4 \mu\text{m}$, à $11.88 \mu\text{m}$ (Chiar and Tielens 2006, Draine and Lee 1984, Roche and Aitken 1984). Ces modèles exploitent différentes sources de référence, mais produisent des résultats similaires en terme de pente et donnent ainsi la même valeur d'extinction après normalisation à la valeur de Lutz (1999) pour $12.4 \mu\text{m}$. On trouve alors que $A_{11.88 \mu\text{m}} = 1.7 \pm 0.2$ mag, d'où une limite supérieur à 3σ sur le Flare 2 (seconde méthode) de ~ 57 mJy.

D'autres limites supérieures VISIR ont été placées sur des flares NIR de moindre amplitude et sont compatibles avec nos conclusions (Gillissen et al. 2006, Schödel et al. 2007a, Haubois et al. 2008), même si des différences en matière de filtre, mode d'observation et dérougissement existent. En particulier, Schödel et al. (2007a) ont trouvé une limite supérieure assez contraignante de ~ 22 mJy à $8.6 \mu\text{m}$, et ont spéculé qu'en cas d'éruption NIR majeure, une

Table 5.5 — Journal d'*INTEGRAL* pendant la campagne 2007.

<i>Id. Obs.</i>	<i>Début exposition</i> [UTC]	<i>Fin exposition</i> [UTC]	<i># ScWs</i>
05450003	1 Avr 2007, 12 : 58 : 00	1 Avr 2007, 19 : 42 : 44	8
05450004	1 Avr 2007, 20 : 10 : 02	2 Avr 2007, 08 : 51 : 55	15
05450005	2 Avr 2007, 09 : 10 : 12	2 Avr 2007, 15 : 54 : 46	8
05450006	2 Avr 2007, 16 : 29 : 00	2 Avr 2007, 21 : 32 : 34	6
05460001	3 Avr 2007, 11 : 48 : 14	4 Avr 2007, 19 : 09 : 35	36
05460002	4 Avr 2007, 19 : 38 : 05	4 Avr 2007, 20 : 26 : 59	1

contrepartie MIR était susceptible d'être détectée. D'une part, avec notre méthode de dérougissement, leur limite serait en réalité un peu plus haute (~ 32 mJy) et d'autre part nous rejetons cette spéculation sur la base de la non-détection du Flare 2.

5.2.4 *INTEGRAL*

Le satellite *INTEGRAL* a scruté le centre Galactique, en parallèle des autres instruments cités précédemment, pour une exposition totale à la position de Sgr A* de ~ 212 ks avec IBIS/ISGRI et ~ 46 ks avec JEM-X 1⁹⁴ (JEM-X 2 était en mode *safe*, § 2.4.2). Les mesures se sont étalées sur deux révolutions consécutives de l'appareil (Fig. 5.1) : 545 et 546 (Tab. 5.5). Au total, les données de 74 science windows ont été acquises, à raison de ~ 2930 s par science window.

Pour exploiter ces données, j'ai fait appel à la version 7 de la chaîne de traitement OSA (Offline Science Analysis), qui a pour objectif de produire des images, spectres et courbes de lumière en partant des données dites « consolidées », qui ont subi un pré-traitement (correction des erreurs de télémesures) au MOC (Mission Operation Center) de l'ESAC. La technique du masque à ouverture codée rend la réduction des données complexe, à la fois coûteuse en temps et en espace disque (je renvoie le lecteur aux manuels techniques pour des descriptions exhaustives). Il faut commencer par rassembler les science windows par paquets, les *Observation Groups* (OG), et spécifier le découpage en bandes d'énergie pour la production des images et courbes de lumière. Ensuite, les procédures pour ISGRI et JEM-X sont analogues à quelques détails près. On débute toujours par une phase de correction des données (*startLevel* = COR) suivie de la définition des GTI et des temps morts. Puis vient l'évaluation du bruit de fond et l'étape qui consomme le plus de temps de calcul : la fabrication des images (*endLevel* = IMA) par déconvolution cyclique. Aidé d'un catalogue d'étoiles potentiellement présents dans le champ de vue, OSA ajuste les PSF en boucle et les retranche aux données dans le but de détecter de nouvelles sources. Les éventuels fantômes sont également nettoyés pendant cette étape de reconstruction. In fine, on aboutit à trois images du ciel par science window (nombre qu'il faut multiplier par la quantité de bandes en énergie choisies) : une carte en intensité (I), une carte en variance (V) et une carte en significativité (S) construite à partir des deux premières ($S = I/\sqrt{V}$). Dans la mesure où le bruit de fond d'*INTEGRAL* est élevé, il convient généralement d'empiler les images individuelles sous forme de mosaïques, en prenant soin de pondérer chaque pose par sa variance.

Dans une analyse standard, on peut également procéder jusqu'à l'extraction de courbes de lumière⁹⁵ et de spectres (*endLevel* = LCR ou SPE). Mais cela ne fonctionne correctement que

⁹⁴ Le champ de vue de JEM-X est plus étroit que celui d'IBIS si bien qu'étant donné le dithering rectangulaire utilisé (5×5 pointés = 24 off-source + 1 on-source), le centre Galactique était invisible de JEM-X la plupart du temps, ce qui explique les différences de temps d'exposition.

⁹⁵ Les temps en fin d'analyse sont exprimés en IJD (Integral Julian Day) dont l'origine a été fixée au 1^{er} janvier 2000, ainsi : IJD = MJD - 51544.

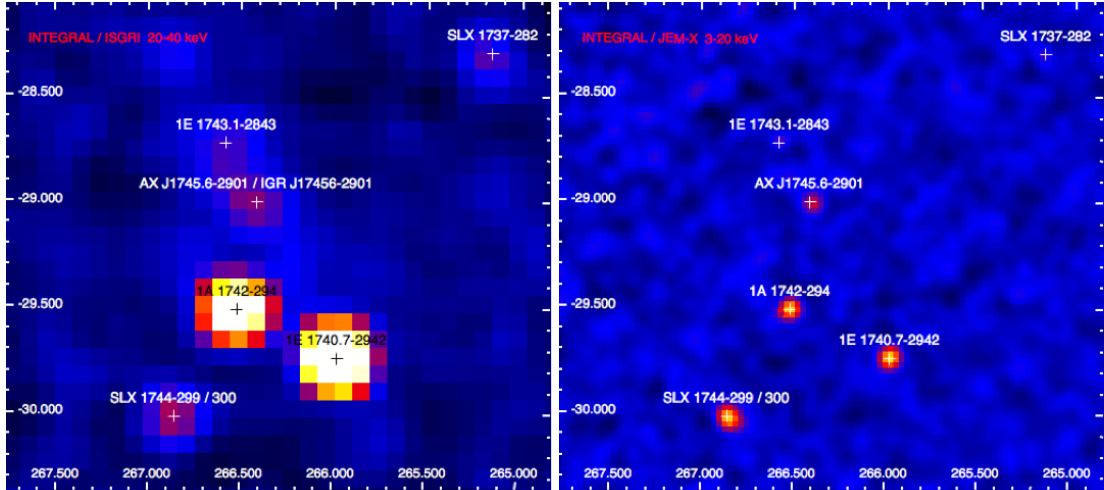


Figure 5.17 — Le centre Galactique en avril 2007 par *INTEGRAL*/ISGRI (*gauche*) et *INTEGRAL*/JEM-X (*droite*).

pour les sources fortes, clairement détectées dans chaque ScW. M'intéressant à des sources faibles, je me suis limité, la plupart du temps, aux résultats de l'imagerie. Ainsi, j'ai accompli l'extraction des courbes de lumière à travers les flux inscrits dans les cartes en intensité. Notons que dans le cas d'ISGRI, la valeur du pixel au pic de la PSF, F_{pic} , équivaut au flux total, F_{tot} , tandis que pour JEM-X une autre normalisation a été choisie. Le flux total y est l'intégrale sous toute la PSF, ce qui dans le cas Gaussien revient à :

$$F_{\text{tot}} = 2\pi\sigma^2 F_{\text{pic}} , \quad (5.6)$$

avec σ l'écart type de la PSF, relié à la largeur à mi-hauteur par l'égalité $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$. L'outil *mosaic_spec* d'OSA permet de effectuer ce travail d'extraction pour JEM-X.

Limite supérieure et courbes de lumière

Par chance, les observations d'*INTEGRAL* ont aussi couvert le flare du 4 avril. Pour rechercher la contrepartie de cet événement au-dessus de 20 keV, j'ai sélectionné les deux ScWs consécutives d'ISGRI qui coïncident avec le flare, 054600220010 and 054600230010, et j'ai créé une mosaïque combinée à partir des deux images individuelles dans deux bandes d'énergie : 20–40 et 40–100 keV. Aucune de ces mosaïques ne contient de source distinctive à la position du trou noir, ce qui signifie qu'aucune contrepartie du flare n'est détectée. Ainsi, en considérant la variance du pixel de Sgr A*, j'ai dérivé une limite supérieure à 3σ de 1.17 et 1.11 coups s^{-1} dans les bandes 20–40 et 40–100 keV, respectivement. Etant donné le couple de matrices de réponse de l'instrument (ARF, RMF) et la pente du spectre X ($\Gamma = 2.3$, § 5.2.1), XSPEC permet de convertir, par simulation, ces contraintes en taux de comptage en flux limites : 5.76 et $11.1 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, respectivement.

Du point de vue de JEM-X 1, une non-détection doit également être annoncée entre 3 et 20 keV. Pour estimer une limite supérieure, il faut examiner les courbes de sensibilité de JEM-X⁹⁶ pour une durée de flare de ~ 3000 s. On en déduit des limites supérieures à 5σ de 10 et $7 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dans les gammes 3–10 et 10–25 keV, respectivement, soit un ordre de grandeur au-delà du flux mesuré par *XMM-Newton* (§ 5.2.1).

Sur la Figure 5.18 (premier panneau) sont reproduites les courbes de lumière du pixel compatible avec Sgr A* entre 20–40 et 40–100 keV, que j'ai construites avec les pointés individuels.

⁹⁶ Cf. le manuel de JEM-X :

http://isdc.unige.ch/Soft/download/osa/osa_doc/prod/osa_um_ibis-7.0.pdf

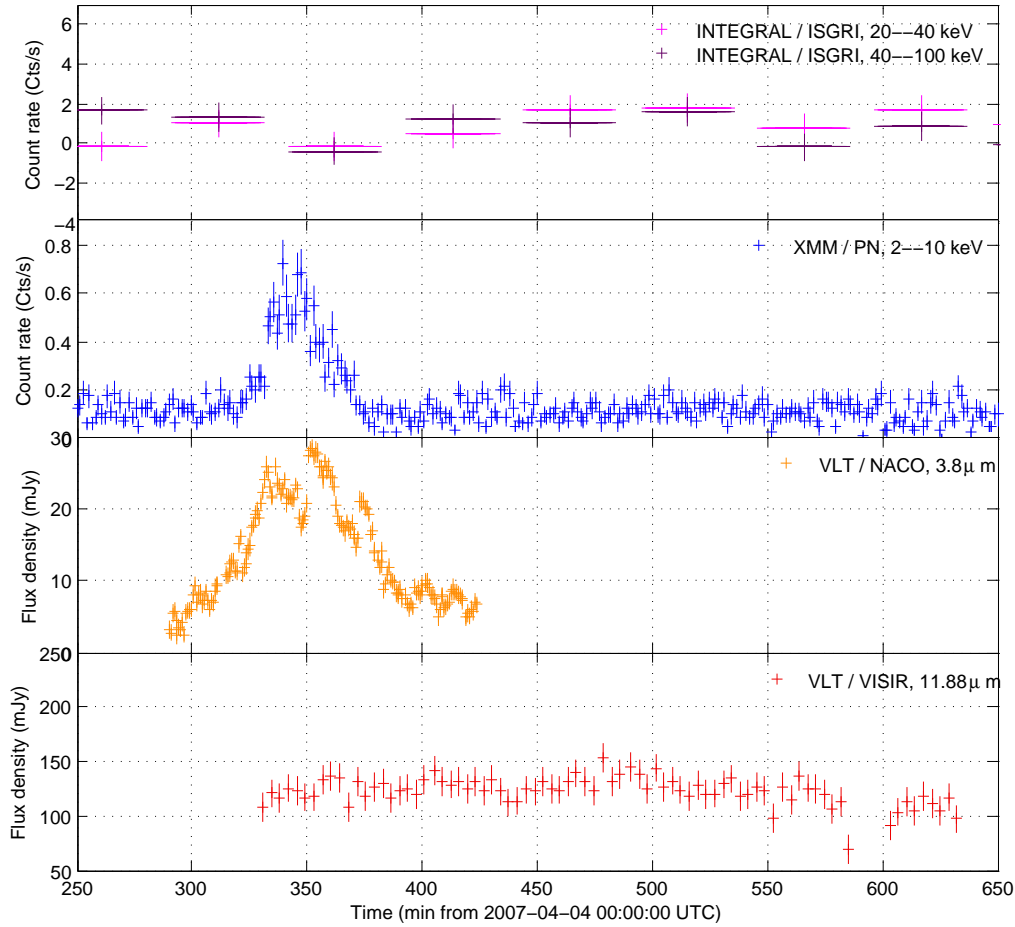


Figure 5.18 — Courbes de lumière multi-longueurs d’onde du 4 avril 2007. Il faut noter qu’un fond est toujours présent : (de haut en bas) IGR J17456–2901 + AX J1745.6–2901, Sgr A* + G 359.95–0.04 + IRS 13 + émission diffuse, Sgr A* + S 17 + émission diffuse, ridge d’émission diffuse.

Les valeurs moyennes de ces courbes sont de 0.96 ± 0.09 et 0.30 ± 0.09 coups s^{-1} .

Mosaïques cumulées

Par opposition avec les ScW individuelles, les mosaïques ISGRI et JEM-X 1 du jeu de données complet d’avril 2007 révèlent un excès significatif à la position de Sgr A* (Fig. 5.17). Les significativités de ces signaux sont toutes les deux voisines de 14σ .

Au vu de l’image cumulée d’*XMM-Newton*/PN (Fig. 5.2), la binaire X de faible masse AX J1745.6–2901, hébergeant une étoile à neutron et distante de seulement $\sim 1.5'$ par rapport à Sgr A* en projection, était clairement la source dominante en X de toute la région. En raison de la résolution angulaire de JEM-X ($\sim 3'$, FWHM), on peut raisonnablement associer à la binaire l’excès à 3–20 keV.

Pour ce qui est de la mosaïque ISGRI, la PSF est de $\sim 12'$ (FWHM), ce qui ne permet pas de dissocier AX J1745.6–2901 de la source persistante IGR J17456–2901 (§ 3.6.2). Pour jauger les contributions respectives de ces deux sources dans le signal observé par ISGRI, j’ai comparé la mosaïque 20–40 keV d’avril 2007 avec une mosaïque équivalente du centre Galactique bâtie à partir de données archivées prises entre août et novembre 2006. Nous savons avec certitude que, durant cette période, la binaire était quiescente et non-détectée à haute énergie, grâce à un balayage régulier du centre Galactique par *Swift*/XRT (Degenaar and Wijnands 2009). Par

conséquent, le taux de comptage du pixel central mesuré en 2006 (0.86 ± 0.03 coups s^{-1}) peut être imputé en totalité à IGR J17456–2901. En avril 2007, j’ai trouvé que le taux de comptage a grimpé jusqu’à 0.97 ± 0.07 coups s^{-1} de sorte que, dans l’hypothèse où le flux de IGR J17456–2901 reste bel et bien constant, les photons entre 20 et 40 keV visibles dans l’excès de la Fig. 5.17 (gauche) proviennent à $\sim 90\%$ de IGR J17456–2901 et $\sim 10\%$ d’AX J1745.6–2901.

Discussion

Il s’agit de la première fois qu’*INTEGRAL* a observé le centre Galactique pendant une période d’activité certaine de Sgr A*. Les précédentes campagnes multi-longueurs d’onde n’ont, en effet, pas pu se prononcer au sujet des contreparties X durs des flares, car toutes les éruptions X détectées alors par *XMM-Newton* se sont déclenchées pendant qu’*INTEGRAL* traversait les ceintures de radiation, avec tous ses instruments en mode *standby* (Bélanger et al. 2006).

Comme indiqué plus haut, nous n’avons pas identifié de contrepartie γ molle pour le Flare 2, ce qui prouve une fois de plus que Sgr A* ne relâche pas l’essentiel de son énergie en X dur (Goldwurm et al. 1994). Ce résultat fait aussi écho à la campagne d’observations conjointes entre *Chandra* et *HESS* menée en 2005, pendant laquelle la source au TeV HESS J1745–290 est restée invariante pendant une éruption enregistrée par *Chandra* (Aharonian et al. 2008).

A vrai dire, il était relativement improbable qu’IGR J17456–2901 entre en éruption en avril 2007, dans la mesure où les flares sont fréquents et les longues expositions d’ISGRI ciblées sur le centre Galactique entre 2003 et 2004 n’avaient affiché aucun signe de variabilité, malgré un artefact temporel dans une courbe de lumière primitive d’IGR J17456–2901, qui a été attribué par la suite à une mauvaise correction du fond (Bélanger et al. 2004, 2006). Notons néanmoins qu’en toute rigueur, une variabilité sur l’échelle de temps d’une seule ScW ne peut pas être exclue puisque cet intervalle ne suffit pas à détecter IGR J17456–2901 de manière significative.

L’origine de IGR J17456–2901 demeure donc une énigme. J’ai montré que l’activité de la binaire transitoire AX J1745.6–2901 ne pouvait rendre compte, au mieux, que de $\sim 10\%$ du flux total 20–40 keV de la source, contrairement à ce qui était suggéré par Revnivtsev et al. (2004). L’absence de variabilité de IGR J17456–2901 et le fait que sa luminosité soit deux ordres de grandeur au-dessus de l’émission quiescente de Sgr A* mesurée par *Chandra*, soutient la thèse que les photons X durs visibles dans les mosaïques d’*INTEGRAL* ne relèvent pas du flot interne d’accrétion de Sgr A*. En revanche, ces photons pourraient émaner d’une région diffuse, et malgré tout compacte (quelques minutes d’arc), ou à l’inverse, d’une collection de sources ponctuelles non-résolues (Revnivtsev et al. 2006). Un lien éventuel entre IGR J17456–2901 et HESS J1745–290 constituerait une autre alternative. Hinton and Aharonian (2007) ont avancé l’idée qu’une zone des 20 pc centraux, gorgées d’électrons de ~ 10 –100 TeV, serait l’auteur (i) du spectre combiné *XMM-Newton*/*EPIC-INTEGRAL*/*ISGRI* des 8’ centraux (Bélanger et al. 2006) à travers de l’émission synchrotron et (ii) du spectre de HESS J1745–290 par un processus Compton inverse. Ces auteurs favorisent cependant la nébuleuse de pulsar présumée G 359.95–0.04 comme la contrepartie X de HESS J1745–290. Dans ce scénario, les photons gamma du TeV naissent dans la nébuleuse par le « boost » qu’ils acquièrent des électrons relativistes. Cela étant, il est difficile de faire entrer IGR J17456–2901 dans ce schéma, car son flux est trop fort pour résulter de la simple extrapolation du flux X mou de G 359.95–0.04 déterminé par *Chandra* (Wang et al. 2006). Seule une résolution angulaire accrue, comme l’offrira la prochaine génération de télescope X durs, permettra d’y voir plus clair dans cette portion du spectre (Ferrando et al. 2008, Goldwurm 2008b).

5.3 Modélisation

Dans cette section, après de brefs rappels sur les émissions non-thermiques à base de rayonnements synchrotron et Compton inverse, je propose une modélisation de la SED du Flare 2

reposant sur ces processus radiatifs. Cette démarche est motivée, d'une part, par les travaux similaires d'autres groupes dans le passé (§ 4.6.2) et d'autre part, par l'emploi quasi-systématique de ce genre de modèles leptoniques pour rendre compte des flares des AGN et notamment des blazars (e.g. Saugé 2004). Je ne chercherai pas à discuter la partie quiescente du spectre (§ 4.6.1) et aucune hypothèse a priori ne sera faite quant au détonateur de l'éruption (§ 4.6.2).

5.3.1 Rappels

Ce paragraphe résume quelques unes des propriétés cardinales des rayonnements non-thermiques que je mobiliserai plus loin, sans chercher à être exhaustif. Pour de plus amples développements, le lecteur est invité à se reporter aux ouvrages de Rybicki and Lightman (1979) et Longair (1994), ainsi qu'aux articles de Blumenthal and Gould (1970), Gould (1979), Bloom and Marscher (1996) et Mahadevan et al. (1996). J'exprimerai les formules dans le système cgs Gaussien.

L'émission synchrotron

Découvert par Elder et al. (1947), le rayonnement synchrotron est la version relativiste du rayonnement cyclotron. Un électron d'énergie $E = \gamma m_e c^2$ (avec $\gamma = \{1 - \beta^2\}^{-1/2}$, son facteur de Lorentz et $\beta = v/c$), qui évolue au sein d'un champ magnétique B , présente une trajectoire hélicoïdale avec une fréquence de giration $\nu_{\text{gir}} = \nu_{\text{cycl}}/\gamma$, où ν_{cycl} est la fréquence cyclotron :

$$\nu_{\text{cycl}} = \frac{eB}{2\pi m_e c} . \quad (5.7)$$

Il conserve son angle d'attaque (ou « pitch angle », i.e. l'angle θ entre le champ magnétique et le vecteur vitesse de l'électron), et émet un rayonnement directionnel de demi-angle d'ouverture γ^{-1} du fait de son accélération radiale. En moyennant sur tous les angles θ et en supposant $\beta \rightarrow 1$, la puissance rayonnée s'écrit $\dot{E}_{\text{sync}} = \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c U_B$ avec $U_B = B^2/(8\pi)$ la densité d'énergie magnétique et σ_T la surface efficace de Thomson définie à l'équation 1.27. On en déduit un temps de perte synchrotron caractéristique :

$$t_{\text{sync}} = \frac{E}{\dot{E}_{\text{sync}}} \approx \frac{m_e c}{\gamma \sigma_T U_B} \propto E^{-1} . \quad (5.8)$$

L'expression de l'émissivité synchrotron d'un électron est complexe ; rappelons simplement que la fréquence à laquelle elle est maximale s'écrit $\nu_{\text{sync}} = 0.29 \nu_{\text{crit}}$ où $\nu_{\text{crit}} = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_{\text{cycl}} \sin \theta$ est la fréquence critique au-dessus de laquelle la moitié de l'énergie est rayonnée, soit numériquement en supposant $\theta = \pi/2$:

$$\nu_{\text{sync}} = 2.8 \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right) \gamma^2 \times 10^6 \text{ Hz} . \quad (5.9)$$

On peut montrer, d'une part, que le rayonnement synchrotron d'un ensemble d'électrons de densité volumique n_e , distribués en loi de puissance ($dn_e/d\gamma \propto \gamma^{-p}$), suit aussi une loi de puissance du type $F_\nu \propto \nu^\alpha$ avec F_ν la densité d'énergie (exprimée en Jy typiquement) et :

$$\alpha = \frac{1-p}{2} . \quad (5.10)$$

D'autre part, en moyennant sur les angles d'attaque, les polarisations individuelles elliptiques des ondes électromagnétiques émises par chaque électron s'additionnent et finissent par donner une polarisation globalement linéaire, avec une faible fraction (γ^{-1}) de polarisation circulaire (Legg and Westfold 1968).

Toujours dans le cadre d'une distribution des électrons en loi de puissance, il faut tenir compte du fait qu'un photon synchrotron peut être absorbé par des électrons du plasma source. On appelle ce phénomène l'auto-absorption synchrotron (Synchrotron Self-Absorption, SSA). Il se manifeste essentiellement à basse fréquence pour $\nu < \nu_{\text{SSA}}$, la fréquence critique ν_{SSA} s'obtenant en égalisant l'épaisseur optique du plasma τ_ν à 1, avec :

$$\tau_\nu = \int \chi_\nu dl, \quad (5.11)$$

et χ_ν le coefficient d'absorption (en m^{-1}). Pour trouver la forme du spectre synchrotron dans le régime d'auto-absorption, nous pouvons nous servir du fait que la température du rayonnement, T_{ph} , vérifiant dans la limite Rayleigh-Jeans la relation $F_\nu \propto T_{\text{ph}} \nu^2$, ne doit pas excéder la température effective des électrons T_e , estimée par $k_B T_e \approx \gamma m_e c^2$. Or, d'après l'équation 5.9, $\gamma \propto \nu^{1/2}$. Ainsi, en égalisant T_{ph} et T_e , il vient que le spectre auto-absorbé est aussi une loi de puissance de la forme $F_\nu \propto \nu^{5/2}$, indépendante de p . Lorsque le libre parcours moyen des photons (χ_ν^{-1}) est petit devant l'épaisseur de la source, un observateur ne voit que la « peau » du plasma et celui-ci est dit « optiquement épais » ou plus simplement opaque. Puisque $\chi_\nu^{-1} \propto \nu^{(p+4)/2}$ (Cf. § 5.3.2), la transparence d'un plasma synchrotron augmente avec la fréquence⁹⁷ pour devenir complètement transparent après ν_{SSA} ; on parle alors de régime « optiquement mince ».

L'émission Compton inverse

« L'électron frappe alors son propre photon et, peut-être, y a-t-il quelque chose d'immoral là-dedans... »

— Richard FEYNMAN
Robb memorial lecture (1979)

La diffusion Compton est la version non-élastique de la diffusion Thomson : quand l'énergie du photon incident est suffisamment grande, une partie de l'impulsion est transmise à l'électron. Dans les sources astrophysiques où des électrons sont accélérés, on rencontre fréquemment le phénomène inverse. Dans le référentiel de l'électron, le processus ressemble à une diffusion Compton, mais après une double transformation de Lorentz, le transfert d'énergie s'opère de l'électron au photon. Notons $\gamma m_e c^2$ et $\varepsilon m_e c^2$ l'énergie de l'électron et du photon respectivement, avant la collision. Dans le référentiel de l'électron, l'énergie du photon incident devient $\gamma \varepsilon m_e c^2$. Deux régimes doivent alors être envisagés :

- *Le régime Thomson (classique)* : Si $\gamma \varepsilon \ll 1$, alors dans le référentiel de l'électron, tout se passe comme pour une diffusion Thomson élastique avec une section efficace σ_T . Le photon est donc diffusé sans perte d'énergie. Puisqu'il possède une énergie $\gamma \varepsilon m_e c^2$ dans ce référentiel, il se retrouve en fin de compte avec une énergie $\gamma^2 \varepsilon m_e c^2$ dans le référentiel du laboratoire. Notons que la perte d'énergie pour l'électron est faible.
- *Le régime Klein-Nishina (quantique)* : Si $\gamma \varepsilon \gg 1$, alors la section efficace est fortement réduite : $\sigma_{\text{KN}} \approx \sigma_T \ln(\gamma \varepsilon) / (\gamma \varepsilon) \ll \sigma_T$. L'énergie finale du photon dans le référentiel du laboratoire est voisine de $\gamma m_e c^2$ et donc la perte d'énergie est catastrophique pour l'électron.

⁹⁷ En allant vers les hautes fréquences, un observateur perçoit la source toujours plus en profondeur. De fait, il capte toujours plus de rayonnement, ce qui explique que F_ν est une fonction croissante ($\propto \nu^{5/2}$). Cet effet pourrait sous-tendre la morphologie et le spectre quiescent de Sgr A* en radio (§ 4.5.1) et plus généralement les propriétés radio des AGN.

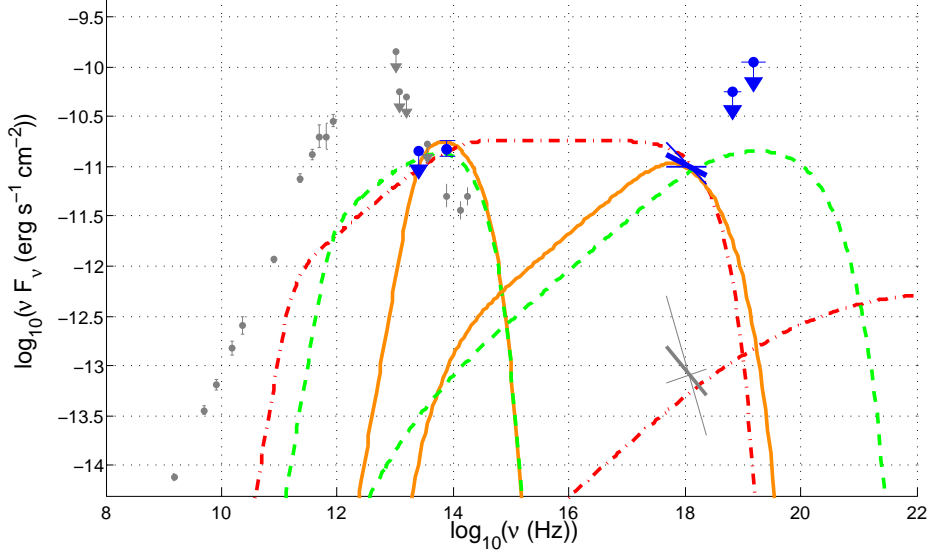


Figure 5.19 — SED du Flare 2 (en bleu) : de gauche à droite, la limite supérieure VISIR, le point NACO, le papillon EPIC et les limites supérieures ISGRI. Les mesures en gris traduisent le spectre quiescent de Sgr A* (Cf. Fig. 4.8). Les ajustements non-thermiques correspondent aux modèles SSC, Compton inverse externe et synchrotron avec cassure (voir texte), en orange, vert et rouge, respectivement.

En régime Thomson et avec $\beta \rightarrow 1$, la puissance rayonnée par l'électron s'écrit $\dot{E}_{\text{comp}} = \int_{\text{vol}} \gamma^2 \sigma_{\text{T}} c U_{\text{ph}}$. Cette expression est similaire à celle du rayonnement synchrotron⁹⁸, de sorte que le rapport des puissances se réduit à :

$$\frac{\dot{E}_{\text{comp}}}{\dot{E}_{\text{sync}}} = \frac{U_{\text{ph}}}{U_B}, \quad (5.12)$$

une formule dont les observateurs tirent souvent le champ magnétique inscrit dans U_B , car ils estiment, par la mesure, les luminosités synchrotron et Compton, ainsi que la densité d'énergie du champ de photons cibles de luminosité L par $U_{\text{ph}} \approx L / (4\pi R^2 c)$, où R est le rayon de la source. Le temps caractéristique des pertes Compton s'écrit quant à lui :

$$t_{\text{comp}} = \frac{E}{\dot{E}_{\text{comp}}} \approx \frac{m_e c}{\gamma \sigma_{\text{T}} U_{\text{ph}}} \propto E^{-1}. \quad (5.13)$$

Dans le cas de figure où les électrons qui diffusent les photons sont à l'origine de ces derniers par effet synchrotron, on parle de rayonnement « synchrotron self-Compton » (SSC). Dans les autres cas, il s'agit d'un processus Compton externe.

5.3.2 Ajustement de la SED

Je me consacre dans cette partie à l'ajustement physique de la SED du Flare 2, reproduite en Figure 5.19.

On associe traditionnellement les éruptions NIR à un rayonnement synchrotron électronique, étant donné leurs fortes polarisations (Eisenhauer et al. 2005, Gillessen et al. 2006, Krabbe et al. 2006, Hornstein et al. 2007) et leurs pentes spectrales en loi de puissance (Eckart et al. 2006b, Meyer et al. 2006a, 2007, Trippe et al. 2007). En avril 2007, nous n'avons pas pu obtenir de spectre NIR du flare, mais nous avons dérivé une limite supérieure contraignante

⁹⁸ Cette similitude découle du fait que le rayonnement synchrotron peut être perçu comme un processus Compton inverse avec les photons virtuels qui constituent le champ magnétique.

en MIR. Ainsi, sous l'hypothèse d'une loi de puissance spectrale entre le MIR et le NIR, $\nu F_{\nu}^{\text{IR}} \propto \nu^{\beta_{\text{IR}}}$, nous obtenons $\beta_{\text{IR}} > 0.04$, ce qui est cohérent avec l'indice $\beta_{\text{NIR}} = 0.4$ obtenu lors de précédentes études NIR (Genzel et al. 2003, Gillessen et al. 2006, Hornstein et al. 2007).

La bosse submillimétrique de la SED quiescente de Sgr A* présente une pente $\beta_{\text{submm}}^{\text{épais}} > 0$ en dessous de $\sim 10^{12}$ Hz, qui provient vraisemblablement d'un rayonnement optiquement épais, et une pente $\beta_{\text{submm}}^{\text{mince}} < 0$ au-delà de $\sim 10^{12}$ Hz, probablement issue d'un régime optiquement mince, à en juger par les mesures de polarisation dans ces deux régions du spectre (Aitken et al. 2000). Le fait que nous trouvions $\beta_{\text{IR}} > 0$ vers 10^{13} Hz dénote que le flare NIR n'est pas le résultat d'une translation globale de la bosse submillimétrique vers le haut, mais bien d'une population distincte de particules qui créent une nouvelle petite bosse dans la zone infrarouge de la SED (Fig. 5.19).

Je vais proposer trois types de modèles pour ajuster cette SED (SSC, Compton inverse externe et synchrotron avec cassure), en partant du principe que l'éruption infrarouge est toujours le fruit d'un processus synchrotron électronique. A cet effet, j'ai utilisé le code de simulation développé par H. Krawczynski de l'Université Washington à Saint-Louis (Missouri) dans le but d'ajuster les spectres des blazars au TeV. Il se trouve que par une utilisation approfondie de ce programme, j'y ai découvert un mauvais traitement de la SSA qui a désormais été corrigée⁹⁹. Cette situation découlait à vrai dire d'une erreur que j'ai trouvée dans l'expression numérique (en SI) du coefficient d'absorption synchrotron dans l'ouvrage de référence de Longair (1994) (page 262, dernière édition datant de 2004), coefficient qui aurait dû s'écrire :

$$\chi_{\nu} = 20.9 \kappa' B^{(p+2)/2} (5.67 \times 10^8)^p b(p) \nu^{-(p+4)/2} \text{ m}^{-1}. \quad (5.14)$$

Dans la version erronée, on trouve un facteur $(5.67 \times 10^9)^p$, c'est-à-dire que l'auto-absorption est surestimée d'un facteur 10^p . A priori, cela ne doit pas poser de problème majeur dans les nombreuses publications, notamment celles de la collaboration VERITAS, qui ont fait usage des anciennes versions du code pour deux raisons. La première est que la SSA se manifeste généralement en radio pour les AGN à jet et donc n'affecte pas les spectres VHE. La seconde est que, pour un effet visible, il faut faire appel à des indices p assez grand devant 1, ce qui est rarement le cas dans les mécanismes d'accélération de Fermi II où typiquement $p = 2$. (Il est à noter que les expressions littérales de Longair (1994) exprimées en SI [Eq. 18.74, page 262] sont exactes et conformes aux équations de Gould (1979) données en cgs.)

Synchrotron self-Compton

Considérons un modèle SSC (à une zone, homogène), dans lequel les photons NIR sont produits par une foule d'électrons momentanément accélérés et rayonnant par effet synchrotron. A présent, nous utilisons la paramétrisation de Krawczynski et al. (2004), dans laquelle une source homogène et sphérique de rayon R , où règne un champ magnétique B , est remplie d'électrons de densité volumique n_e et distribués selon :

$$\frac{dn_e}{d\gamma} = n(\gamma) = k_e \gamma^{-p} \quad \text{pour } \gamma_{\text{min}} < \gamma < \gamma_{\text{max}}. \quad (5.15)$$

Nous fixons $p = 2$ dans ce qui suit. La densité électronique est ainsi déterminée par le facteur de normalisation de la loi de puissance, k_e , par :

$$n_e = \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} n(\gamma) d\gamma = \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} k_e \gamma^{-2} d\gamma = -k_e (\gamma_{\text{max}}^{-1} - \gamma_{\text{min}}^{-1}). \quad (5.16)$$

La densité d'énergie des électrons, w_e , employée par Krawczynski et al. (2004) en tant que normalisation est également reliée à k_e via :

$$w_e = \int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} \gamma m_e c^2 n(\gamma) d\gamma = k_e m_e c^2 \ln \left(\frac{\gamma_{\text{max}}}{\gamma_{\text{min}}} \right). \quad (5.17)$$

⁹⁹ <http://jelly.wustl.edu/multiwave/spectrum/download.htm>

Table 5.6 — Paramètres des ajustements spectraux du Flare 2.

Paramètre	SSC	EC	SB
p	2	2	2–3
γ_{\min}	1	1	1
γ_{\max}	10^2	10^3	9×10^4
γ_{br}	9×10^2
B [G]	10^3	40	50
n_e [cm^{-3}]	2.2×10^{12}	$> 1.8 \times 10^{10}$	7.6×10^6
R [cm]	1.3×10^{10}	$< 1.6 \times 10^{11}$	1.4×10^{12}

Le spectre synchrotron résultant, dans le régime optiquement mince, présente une forme en loi de puissance du type :

$$vF_v^{\text{sync}} \propto n_e R^3 B^{(1+p)/2} v^{(3-p)/2} \quad \text{pour} \quad v_{\min}^{\text{sync}} < v < v_{\max}^{\text{sync}}, \quad (5.18)$$

avec $v_{\min(\max)}^{\text{sync}} \propto \gamma_{\min(\max)}^2 v_{\text{cycl}}$. En deçà de v_{\min}^{sync} et en l'absence de SSA, le spectre en photon a la forme d'une distribution monoénergétique, $vF_v^{\text{sync}} \propto v^{4/3}$ (Rybicki and Lightman 1979), avec un facteur de Lorentz γ_{\min} . Au-delà de v_{\max}^{sync} on rencontre une cassure exponentielle.

Dans ce scénario SSC, les rayons X de l'éruption procèdent d'un boost conféré aux photons du flare NIR par les électrons qui viennent de leur donner naissance. Le spectre Compton inverse a la même morphologie que le spectre synchrotron et va comme l'épaisseur optique Thomson de la sphère, $n_e R \sigma_T$, que multiplie le spectre synchrotron vF_v^{sync} :

$$vF_v^{\text{comp}} \propto n_e R \sigma_T \times vF_v^{\text{sync}} \propto n_e^2 R^4 B^{(1+p)/2} v^{(3-p)/2} \quad \text{pour} \quad v_{\min}^{\text{comp}} < v < v_{\max}^{\text{comp}}, \quad (5.19)$$

avec la relation de proportionnalité :

$$v_{\min(\max)}^{\text{comp}} \propto \gamma_{\min(\max)}^2 v_{\min(\max)}^{\text{sync}}. \quad (5.20)$$

Ainsi, ce modèle possède 6 paramètres libres : p , γ_{\min} , γ_{\max} , B , R , and n_e . Nous fixons arbitrairement $p = 2$, $\gamma_{\min} = 1$, et estimons les 4 autres paramètres à travers 4 observables : les 2 fréquences des pics synchrotron, v_{\max}^{sync} , et Compton inverse, v_{\max}^{comp} , ainsi que leur 2 amplitudes respectives, $vF_v^{\text{sync,max}}$ et $vF_v^{\text{comp,max}}$. D'une part, en effet, γ_{\max} est donné par $v_{\max}^{\text{comp}}/v_{\max}^{\text{sync}} \approx \gamma_{\max}^2$ et B s'obtient par l'équation 5.9 appliquée à v_{\max}^{sync} et γ_{\max} . D'autre part, R et n_e peuvent être déduits des relations :

$$\begin{cases} \frac{vF_v^{\text{comp,max}}}{vF_v^{\text{sync,max}}} \propto n_e R \\ vF_v^{\text{sync,max}} \propto n_e R^3 \end{cases}. \quad (5.21)$$

Cependant, nos mesures ne nous fournissent pas ces 4 observables en tant que telles. Nous savons que la pente spectrale en X est plus molle qu'en infrarouge, ce qui suggère que nos mesures *XMM-Newton* à $\nu_X \approx 10^{18}$ Hz se situent entre le pic Compton inverse et la cassure exponentielle. A propos du pic synchrotron, nous savons uniquement que sa fréquence est telle que $v_{\max}^{\text{sync}} > 10^{14}$ Hz. Nous allons postuler que ce pic est atteint à la fréquence acceptable minimale, en vue de conserver le champ magnétique B aussi faible que possible, i.e $\sim 10^{14}$ Hz. En conséquence, nous n'avons pas besoin de recourir à la surface efficace de Klein-Nishina, car la diffusion des photons cibles satisfait la condition du régime Thomson : $\gamma_{\max} h\nu_{\text{cible}} \ll m_e c^2$ (la transition vers le régime de Klein-Nishina se trouvant vers 10^{18} Hz).

Avec le jeu de paramètres listés dans le tableau 5.6, on obtient un bon ajustement de la SED, comme on le voit avec la courbe orange tracée en Figure 5.19. Cela étant, les valeurs de B et n_e nécessaires pour accommoder les données sont excessivement élevées. Tout d'abord, en effet, il faut prendre en compte le refroidissement des électrons par émission synchrotron, qui possède un temps caractéristique :

$$t_{\text{sync}} = \left[\frac{1}{6\pi} \frac{\sigma_T B^2}{m_e c} \gamma(1 - \gamma^{-2}) \right]^{-1} = 1.3 \left(\frac{v}{1 \text{ Hz}} \right)^{-1/2} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{-3/2} \times 10^{12} \text{ s}. \quad (5.22)$$

Avec notre $B \approx 10^3 \text{ G}$, ceci conduit à $t_{\text{sync}} \approx 5 \text{ s}$ à $\nu_{\text{NIR}} \approx 10^{14} \text{ Hz}$. Une injection continue de particules doit donc être invoquée pour alimenter le flare pendant 1–2 h. De surcroît, la densité d'électrons est si élevée que la SSA entre en jeu juste un peu avant $8 \times 10^{13} \text{ Hz}$, avec une loi de puissance optiquement épaisse $\nu F_\nu^{\text{SSA}} \propto \nu^{7/2}$ (§ 5.3.1). Par conséquent, nous n'observons pas dans la bosse synchrotron orange de la Fig. 5.19 la partie en loi de puissance avec un indice $(3 - p)/2$, par opposition avec la bosse Compton qui répercute aussi l'auto-absorption, mais à plus basses fréquences.

Quoi qu'il en soit, d'après les modèles développés par les théoriciens, les valeurs attendues pour B et n_e dans les zones internes du flot d'accrétion de Sgr A* sont inférieures à ce que nous trouvons par plusieurs ordres de grandeurs ($B \approx 10 \text{ G}$ and $n_e \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$ chez Yuan et al. 2003 par exemple). Remarquons néanmoins que le champ magnétique à l'équipartition¹⁰⁰ pour des particules d'énergie $\gamma_{\text{max}} = 100$ et de densité $n_e = 2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ est :

$$B_{\text{eq}} \approx \sqrt{8\pi\gamma_{\text{max}}n_em_e c^2} \approx 7 \times 10^4 \text{ G}, \quad (5.23)$$

ce qui est pratiquement du même ordre de grandeur que notre champ magnétique SSC.

Une autre faiblesse du modèle SSC est qu'il prédit des variations quasi-simultanées pour les courbes de lumière NIR et X ; il devrait donc exister des sous-structures dans la courbe de lumière X, ce qui n'est pas le cas (Fig. 5.18).

Cela étant, le scénario SSC parvient à expliquer assez naturellement la simultanéité des pics X et NIR, ainsi que leurs largeurs respectives. En effet, le flux SSC en rayons X varie quadratiquement avec n_e , alors que le flux NIR varie linéairement avec n_e . Ainsi, en faisant l'hypothèse d'un profil Gaussien pour l'évolution temporelle de $n_e(t)$, alors $n_e(t)^2$ aura une largeur $1/\sqrt{2}$ fois plus étroite que $n_e(t)$, ce qui pourrait rendre compte des différences entre les courbes de lumière X et infrarouge proche.

Nous avons exposé ici les résultats obtenus avec une distribution d'électrons en loi de puissance, mais d'autres formes de distributions ont été explorées par le passé, comme une Maxwellienne relativiste par exemple (e.g. Liu et al. 2006b), c'est-à-dire une distribution thermique avec un facteur de Lorentz typique :

$$\theta_e = \frac{k_B T_e}{m_e c^2}. \quad (5.24)$$

Dans un travail indépendant de celui-ci, Dodds-Eden et al. (2009) ont appliqué une telle distribution au flare du 4 avril 2007 dans un schéma SSC. Ils ont abouti à des paramètres physiques (B , R , n_e) similaires aux nôtres. Cela s'explique simplement par le fait que la distribution en loi de puissance et la Maxwellienne relativiste ont toutes les deux une énergie caractéristique maximale, γ_{max} ou θ_e , qui détermine les positions relatives des bosses synchrotron et Compton inverse.

C'est donc la première fois qu'il est difficile d'interpréter une éruption simultanée en X et NIR par une émission SSC, mais il faut remarquer que les études du passé travaillaient avec des flares plus faibles et moins d'informations spectrales. Eckart et al. (2006a) ont modélisé leurs

¹⁰⁰Par définition, l'équipartition est une situation où la densité d'énergie présente dans le champ magnétique égale celle des particules ($U_B = n_e \gamma m_e c^2$).

flares X/NIR avec du SSC mais ne connaissaient ni l'indice X, ni l'indice NIR. Ainsi, la position du pic Compton inverse, en particulier, était libre, ce qui relaxait la contrainte sur B . À l'inverse, Marrone et al. (2008) ont obtenu des mesures en NIR et en X, bien qu'en toute rigueur, elles n'étaient pas exactement concomitantes (le flare X du 17 juillet 2006 s'est évanoui au début des observations NIR). Leur flare X était moins lumineux que celui présenté ici, si bien que l'indice spectral a été moins bien contraint ($\beta_X = 0.0_{-1.0}^{+1.6}$). La SED a donc pu être accommodée par une loi de puissance dure en X, ce qui, une fois de plus, a relaxé la contrainte sur B et débouché sur des paramètres physiques SSC acceptables.

Compton inverse externe

Une autre alternative pour ajuster la SED est que des électrons relativistes accélérés épisodiquement initient l'éruption NIR à travers du synchrotron et propulsent, par ailleurs, des photons ambiants de basse énergie vers la région du keV, suscitant ainsi le flare X. La source la plus abondante de photons autour de Sgr A* est la bosse submillimétrique quiescente à $\nu_{\text{submm}} \approx 10^{12}$ Hz (Fig. 5.19). Je désignerai par « Compton inverse externe » (external Compton, EC) la comptonisation de ces photons par les électrons NIR. Je conserve la même paramétrisation qu'au paragraphe précédent. On peut estimer le facteur de Lorentz maximal des particules et le champ magnétique comme cela a été suggéré plus haut, en remplaçant $\nu_{\text{max}}^{\text{sync}}$ et $\nu_{\text{max}}^{\text{comp}}$ par ν_{submm} et ν_X , respectivement, dans les équations 5.9 and 5.20. Par ce biais, on trouve $\gamma_{\text{max}} \approx 10^3$ et $B \approx 40$ G. Un tel champ magnétique est plus raisonnable que dans le cas de figure SSC ; le temps de refroidissement synchrotron est de ~ 10 min et il n'est plus nécessaire de considérer la SSA. Du reste, nous savons que quand les processus synchrotron et Compton inverse se déroulent au même endroit, les luminosités respectives sont reliées par $L^{\text{comp}}/L^{\text{sync}} = U_{\text{cible}}/U_B$, où U_{cible} est la densité volumique d'énergie des photons cibles. Si $A = 4\pi R_Q^2$ est l'aire de la surface de la région qui renferme les particules responsables de la luminosité submillimétrique quiescente L^{submm} , alors $U_{\text{cible}} = L^{\text{submm}}/(Ac)$. De fait, nous pouvons faire une estimation du rayon de l'émission quiescente :

$$R_Q \approx 0.016 \left(\frac{L_{\text{NIR}}}{L_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{L_{\text{submm}}}{L_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{L_X}{L_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{B}{40 \text{ G}} \right)^{-1} \times 10^{12} \text{ cm}, \quad (5.25)$$

où $L_\odot = 3.8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ est la luminosité solaire. Le rayon que l'on en tire est $R_Q \approx 0.1 R_S$. Il s'agit là probablement de la plus grande faiblesse du scénario EC, dans la mesure où les mesures VLBI de Sgr A* à 1.3 mm fournissent une taille intrinsèque de la région quiescente de l'ordre de R_S (§ 4.5.1). Afin de calculer la densité d'électrons n_e et la taille de la région du flare R , un traitement détaillé du spectre quiescent doit être pris en compte, comme l'ont fait Dodds-Eden et al. (2009) dans le cadre du modèle RIAF quiescent de Yuan et al. (2003). Pour obtenir une estimation rapide de ces paramètres, je considère que le flare est contenu dans la région submillimétrique de sorte que $R < R_Q$, ce qui implique que n_e doit être au minimum de $1.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour ajuster les données NIR.

En complément de l'analyse de Dodds-Eden et al. (2009), j'ai simulé l'émission SSC qui accompagne de manière automatique l'émission synchrotron du modèle EC (Fig. 5.19, courbe verte). On voit que le pic SSC culmine dans la bande des rayons gamma mous, à moins d'un ordre de grandeur des limites supérieures d'*INTEGRAL*. Si ce scénario EC est vraisemblable, alors il doit avoir tendance à durcir la pente spectrale en X vers les hautes énergies, ce qui rendra les futures missions spatiales en X durs d'autant plus utiles dans ce domaine de recherche.

Tout comme dans le modèle SSC, le modèle EC assure la simultanéité des flares X et NIR, et pourrait même apporter une explication à l'absence de sous-structures dans la courbe de lumière X. En effet, si l'on néglige les pertes radiatives, alors la luminosité synchrotron est proportionnelle à $B^{3/2}$, tandis que la luminosité Compton inverse est a priori indépendante de B (puisqu'elle dépend de L_{submm} et non pas de L_{NIR} comme dans le cas SSC). Donc, seul le flare

NIR serait sujet à des variations de B . Un champ magnétique grumeleux dans lequel avancent les particules est, peut-être, la clé de la présence/absence des structures temporelles des flares.

Yusef-Zadeh et al. (2006a) ont suggéré que leurs observations synchrones d'un flare avec le *HST* et *XMM-Newton* en 2004 a résulté d'un effet EC avec une taille raisonnable pour la région de quiescence de $\sim 10 R_S$. Ceci n'a été possible que parce que le spectre X du flare était dur ($\beta_X \approx 0.5$, Bélanger et al. 2005) et autorisait, ainsi, un grand γ_{\max} , un faible B et un grand R_Q . Ces auteurs ont aussi fait remarquer que les électrons quiescents, présumés responsables de la bosse submillimétrique, pouvaient également comptoniser les photons NIR du flare vers le keV, mais cela semble n'être qu'un effet du second ordre (Cf. Dodds-Eden et al. 2009).

Synchrotron avec cassure

A travers nos observations du flare d'avril 2007, il est clair que $\beta_{\text{NIR}} \neq \beta_X$, si bien que nous ne pouvons pas ajuster la totalité de la SED par une seule loi de puissance synchrotron. Mais les lois de puissance synchrotron large bande sont connues pour exhiber des brisures de pente de différents types. En particulier, une cassure naturelle découle du refroidissement radiatif des électrons, qui suscite des écarts de pente de $|\Delta p| = 1$ en distribution des électrons (et $|\Delta \beta| = 0.5$ en distribution des photons) entre la pente avant et après l'infléchissement. Ce modèle simple de « synchrotron avec cassure » (synchrotron with a break, SB) pourrait satisfaire nos mesures. La fréquence à laquelle la cassure est censé se produire dépend des hypothèses du modèle. Ici, je considère un modèle du type « panier percé » (leaking box, Pacholczyk 1970) avec une injection constante de particules fraîches, contrebalancée par le refroidissement radiatif des électrons d'une part (sur un temps typique t_{sync}) et le fait qu'ils parviennent à s'échapper de la zone radiative (sur une autre échelle de temps). Pour approcher cette dernière, nous optons pour l'échelle de temps dynamique du système :

$$t_{\text{dyn}} = \sqrt{\frac{r^3}{2GM_\bullet}} \approx 5 \text{ min} , \quad (5.26)$$

où $r = 3R_S$ est le rayon de la dernière orbite stable (pour un trou noir sans moment cinétique, § 4.5.3) et $M_\bullet = 4 \times 10^6 M_\odot$ la masse du trou noir. La condition d'équilibre $t_{\text{sync}} = t_{\text{dyn}}$ fournit la fréquence de cassure :

$$\nu_{\text{br}} = 6.37 \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{-3} \times 10^{18} \text{ Hz} . \quad (5.27)$$

Dans la deuxième colonne de la Table 5.6, j'ai listé les paramètres qui permettent de bien ajuster la SED. J'ai choisi $\gamma_{\min} = 1$ à nouveau, et $\gamma_{\max} = 9 \times 10^4$ pour engendrer des photons jusque dans le domaine X. B a été choisi de sorte qu'il satisfasse la relation 5.27 pour une cassure vers 10^{14} Hz. Enfin, n_e et R ont été ajustés afin de normaliser le spectre avec des valeurs raisonnables et ne pas violer les limites gamma avec le pic SSC également attendu dans le cadre du modèle SB (Fig. 5.19, courbe rouge). (On notera l'apparition de la SSA sous $\sim 10^{12}$ Hz.)

Le scénario SB est attirant car, par comparaison avec les scénarii SSC et EC, il donne lieu à des valeurs moins extrêmes de B , n_e , et R . Toutefois, il n'apporte aucune justification immédiate des différences dans les courbes de lumière X et NIR (largeurs et sous-structures). Ici, je n'ai discuté que le spectre moyen de l'éruption, mais il est clair que le modèle SB nécessite un examen plus détaillé pour suivre l'évolution temporelle du phénomène, comme ont commencé à le faire Dodds-Eden et al. (2010).

5.4 Résumé

La campagne 2007 a été riche en enseignements à tous points de vue ; je ne soulignerai dans ce paragraphe que les résultats multi-longueurs d'onde essentiels affairants à l'éruption du 4 avril.

D'un point de vue observationnel, ce flare a été est le deuxième flare le plus brillant jamais détecté en rayons X, et le plus brillant jamais couvert entièrement en X et simultanément en NIR. En terme de nouveaux résultats, on peut dresser la liste suivante :

- les pics des émissions X et NIR coïncident à moins de ~ 3 min près ;
- le profil temporel du flare NIR est plus large que celui en X d'un facteur ~ 2 ;
- la courbe de lumière NIR est structurée sur des échelles de temps de ~ 20 min tandis que la courbe de lumière X est plus lisse ;
- le spectre infrarouge est plutôt dur ($\beta_{IR} > 0$) et le spectre X plutôt mou ($\beta_X < 0$) ;
- il n'y a pas de contrepartie MIR détectable ;
- la source gamma IGR J17456–2901 est non-variable.

D'un point de vue plus théorique, la grande qualité des informations spectrales (mesures directes ou limites supérieures) que nous avons pu collecter m'a permise de discuter différents processus radiatifs non-thermiques (SSC, EC et SB), dont aucun n'apparaît entièrement satisfaisant pour expliquer les propriétés de cette éruption. Ceci a d'ailleurs déjà suscité l'intérêt d'autres modélisateurs (Sabha et al. 2010, Kusunose and Takahara 2011), sans qu'aucun consensus ne se dégage pour autant.

A l'automne 2007, face aux premiers résultats préliminaires de la campagne qui montraient à la fois le succès des observations d'avril et les difficultés du modèle SSC (scénario favori des modélisateurs jusqu'alors), nous avons proposé de nouvelles observations conjointes de Sgr A* avec *XMM-Newton* et NACO, en réponse à l'AO (Appel d'Offre ou « Announcement of Opportunity ») n°7 d'*XMM-Newton*, avec pour objectif de consolider ces résultats et approfondir l'étude spectrale. Nous avons ainsi obtenu 3 demi-nuits d'observation au *VLT* en avril 2009 (PI : A. Goldwurm), entièrement couvertes par des pointés *XMM-Newton*, dont les résultats feront l'objet du prochain chapitre.

5.5 Campagne 2008

Entre temps, de nouvelles observations *XMM-Newton* ont pu être menées à bien les 23–24 mars 2008. Il s'agit du pointé 0505670101 qui avait été accordé à notre groupe (PI : A. Goldwurm) par le TAC (Time Allocation Committee) lors de l'AO-6. Hélas, ces observations avaient été classées en priorité C, ce qui signifie qu'il n'y avait pas de certitude quant à leur exécution et que, de fait, il était impossible de mettre sur pieds une grande campagne multi-longueurs d'onde.

J'ai dépouillé ces données dès qu'elles furent disponibles, quelques jours après l'observation. Avec les méthodes de traitement détaillées au § 5.2.1, j'ai obtenu la courbe de lumière de Sgr A*, reproduite en Figure 5.20 avec un pas de temps de 350 s. Aucun pic significatif ne figure dans cette courbe, donc Sgr A* n'a présenté aucun signe d'activité en X pendant cette campagne. Ces données m'ont néanmoins étaient utiles pour l'études de la binaire AX J1745.6–2901, qui était toujours très active à cette époque (Cf. Chap. 8). (GRS 1741.9–2853, quant à elle, était déjà retombée en quiescence.)

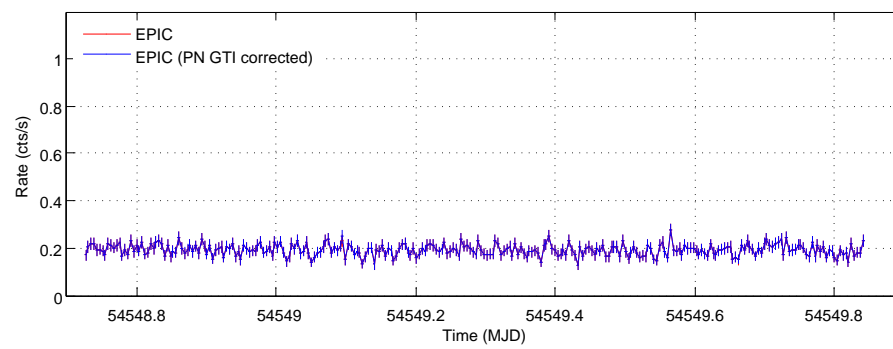


Figure 5.20 — Courbe de lumière *XMM-Newton*/EPIC de la campagne 2008.

Chapitre – 6

La campagne d’observations 2009

Sommaire

6.1	Introduction	111
6.2	Observations et analyses	112
6.3	Courbes de lumière	118
6.4	Couleurs infrarouges	126
6.5	Modélisation	130
6.6	Résumé	138

DANS la continuité des observations de Sgr A* d’avril 2007 (Chap. 5), s’est déroulée une nouvelle campagne multi-longueurs en avril 2009. Même si les instruments phares étaient, à nouveau, *XMM-Newton* et le *VLT*, de nouvelles données précieuses ont été engrangées en submillimétrique et en rayons gamma au GeV avec *APEX* et *Fermi*, respectivement. Deux nouvelles éruptions ont été détectées ; je présenterai leurs analyses et les modéliserai dans le cadre de processus radiatifs non-thermiques, en particulier le modèle d’expansion de plasmoïde de van der Laan (1966). Une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* a été tirée de cette étude (Trap et al. 2011) et reproduite en Annexe A.

6.1 Introduction

La campagne d’avril 2009 s’est construite autour des observations couplées *XMM-Newton-VLT/NACO* que nous avons obtenues à travers l’appel d’offre d’*XMM-Newton* (PI : A. Goldwurm, § 5.4). J’ai ainsi eu le privilège d’être le premier à dépouiller les données X et, avant cela, d’être observateur principal à Paranal pour mener à bien les observations du *VLT* en temps réel. Grâce à notre participation au « Large Project (LP) Galactic Center » de nos collègues du MPE (PI : R. Genzel), nous avons aussi pu adjoindre aux pointés d’*XMM-Newton* et du *VLT* un programme d’observation submillimétrique avec l’observatoire *APEX* de l’ESO. Le journal de ces observations est donné en Table 6.1.

Je vais présenter la réduction et l’analyse des données de ces instruments au § 5.2. J’y intégrerai également les analyses que j’ai menées sur des données publiques prises par le satellite *Fermi* qui, par son balayage perpétuel du ciel, a également observé le centre Galactique

Table 6.1 — Journal de la campagne 2009.

<i>Orbite</i>	<i>Id. Obs.</i>	<i>Début</i> [UTC]	<i>Exposition</i> [ks]	<i>Bande</i>
<i>XMM-Newton/PN</i>				
1705	554750401	1 Avr 2009, 01 :18 :30	37.8	2–10 keV
1706	554750501	3 Avr 2009, 01 :56 :31	42.0	2–10 keV
1707	554750601	5 Avr 2009, 03 :53 :34	32.4	2–10 keV
<i>VLT/NACO</i>				
...	082.B-0952A	1 Avr 2009, 06 :46 :59	11.5	3.8 μm (L')
...	082.B-0952A	3 Avr 2009, 07 :25 :41	9.7	2.1 μm (K_s)
...	082.B-0952A	3 Avr 2009, 07 :28 :42	9.7	3.8 μm (L')
...	082.B-0952A	3 Avr 2009, 08 :44 :10	6.6	3.8 μm (L')
<i>APEX/LABOCA</i>				
...	183.B-0100A	1 Avr 2009, 05 :31 :43	30.7	870 μm
...	183.B-0100A	3 Avr 2009, 11 :07 :43	8.2	870 μm
...	183.B-0100A	5 Avr 2009, 06 :40 :10	25.6	870 μm

à la même époque que les observatoires cités plus haut. Au § 6.3, j'examinerai les courbes de lumière respectives, identifierai de nouvelles éruptions et commenterai leurs propriétés. Le § 6.4 sera dédié à la spectroscopie en infrarouge proche d'un nouveau flare, tandis que dans le § 6.5 je proposerai des interprétations phénoménologiques des courbes de lumières et SED des nouveaux flares, sur la base de modèles non-thermiques.

6.2 Observations et analyses

6.2.1 XMM-Newton

Le satellite *XMM-Newton* (§ 2.4.1) a été pointé en direction du centre Galactique par trois fois entre le 1^{er} et le 5 avril 2009, pour une exposition totale de $\sim 3 \times 40$ ks. Dans cette section, je considère les données enregistrées à travers le filtre *medium* par les instruments d'EPIC, qui ont tous opéré en mode *Prime Full Window*. J'ai réduit et analysé ces données avec le SAS (version 8.0.0) et les derniers fichiers de calibration alors disponibles. Il est à noter que les données n'ont pas été entravées par l'activité solaire¹⁰¹. En partant des ODF, j'ai généré et filtré les listes d'événements en suivant la même méthode que celle exposée en détail au § 5.2.1. Les flux et luminosités cités par la suite se référeront à la bande 2–10 keV.

L'image obtenue par la caméra PN (Fig. 6.1, panneau du milieu) révèle les composantes habituelles du noyau Galactique accessible via *XMM-Newton* : l'émission diffuse du vestige de supernova Sgr A Est et une source d'apparence ponctuelle coïncidente avec Sgr A*. De surcroît, ces observations nous ont permis de localiser une autre source ponctuelle à seulement $\sim 27''$ de Sgr A*, que nous avons identifiée avec la source transitoire faible CXOGC J174538.0–290022 ($\sim 2 \times 10^{34}$ erg s⁻¹, dans l'hypothèse où elle réside bien au centre Galactique à 8 kpc et pas en avant plan, Ponti et al. 2009).

Afin d'étudier la variabilité temporelle de Sgr A*, j'ai extrait une courbe de lumière d'une région circulaire de $10''$ de rayon, centrée sur la position ajustée du trou noir dans chaque dé-

¹⁰¹ Le Soleil a atteint un minimum d'activité record pendant le premier trimestre de 2009 (début du cycle solaire 24) avec aucune tache à sa surface pendant 87% du temps. (Le maximum de ce cycle est prévu pour mai 2013.)

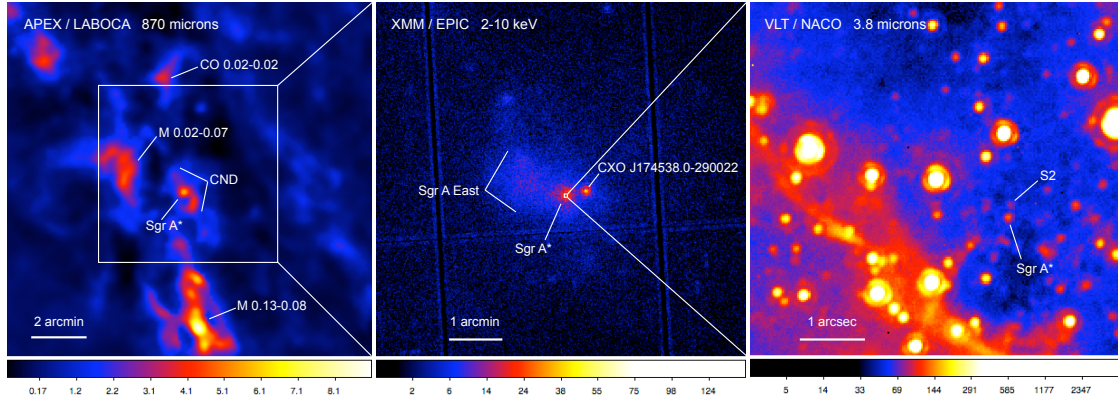


Figure 6.1 — Images multi-longueurs d’onde du centre Galactique début avril 2009. La projection est équatoriale (plan Galactique en diagonal du coin en haut à gauche au coin en bas à droite). Les images en submillimétrique et X (*gauche et milieu*) ont été accumulées sur toute la durée d’une observation, tandis que l’image NIR en bande L' (*droite*) correspond au maximum du Flare A (Cf. texte). Les échelles de couleur sont exprimées dans les unités suivantes (de gauche à droite) : Jy faisceau^{-1} , coups pixel^{-1} et ADU.

tecteur d’EPIC. Après soustraction d’un fond adéquat (normalisé à la surface d’extraction de Sgr A*), j’ai sommé les courbes de lumières PN + MOS 1 + MOS 2, en les « rebinnant » à 600 s pour la première et troisième observation, et 400 s pour la deuxième (Figs. 6.6, 6.7 et 6.8, deuxième panneau). (Remarquons une fois de plus que, comme l’ont montré les observations profondes de *Chandra* (§ 4.5.2), l’émission d’une région de $10''$ centrée sur Sgr A* ne contient pas seulement la contrepartie X de Sgr A* mais inclut également l’amas stellaire IRS 13, la candidate nébuleuse de pulsar G 359.95–0.04, de possibles transitoires ponctuelles et une composante diffuse.)

6.2.2 VLT/NACO

Les trois observations X décrites au dernier paragraphe ont été partiellement couvertes par l’instrument NACO du *VLT* (§ 2.4.4). Le programme a été scindé en 3 demi-nuits (1^{er}, 3 et 5 avril 2009), qui ont toutes débuté au milieu de la nuit et se sont étirées jusqu’à l’aube (i.e. le plus longtemps possible jusqu’à saturation des détecteurs infrarouge avec la lumière du jour, quelques minutes avant le lever du Soleil).

Prise des données

L’ambition de cette prise de données avec NACO était d’obtenir un spectre de flare NIR. L’appareil offrait ainsi deux solutions. La première consistait à extraire le spectre continu d’une zone du ciel en forme de fente à l’aide d’un prisme et la seconde, à enchaîner des mesures photométriques dans différentes bandes atmosphériques en vue de construire un spectre (non-simultané) à partir de plusieurs points discrets. Il m’est vite apparu que la première méthode était un peu trop risqué, compte tenu de l’ampleur de la campagne et la nécessité d’obtenir au moins une courbe de lumière convenable de Sgr A* en NIR, pour la comparer aux données X et submillimétriques. En effet, pour fonctionner de manière optimale, le prisme requiert, d’une part, une bonne correction d’optique adaptative, qu’il est préférable de baser sur la LGS, mais cette dernière n’était pas opérationnelle en avril 2009. D’autre part, les problèmes d’alignement, de soustraction du fond et d’étalonnage liés à cette méthode (Y. Clénet, communication privée) risquaient de rendre les résultats difficiles à interpréter. Avec l’aide de K. Dodds-Eden, pendant les jours qui ont précédés la nuit du 1^{er} avril, j’ai donc préparé une stratégie d’ob-

servation (*observation blocks*, OBs) reposant sur l'alternance de filtres photométriques (encore jamais testée au *VLT* jusqu'alors). L'idée était d'utiliser en boucle les filtres L' ($3.76 \mu\text{m}$) et K_s ($2.16 \mu\text{m}$), et éventuellement le filtre H ($1.65 \mu\text{m}$) si les conditions atmosphériques le permettaient (rappelons que la turbulence atmosphérique est d'autant plus nuisible dans l'infrarouge que la longueur d'onde est courte, § 2.3). Selon ces conditions atmosphériques se présentaient, d'ailleurs, plusieurs cas de figure pour la mise en œuvre de la méthode. Si le seeing était excellent, alors on pouvait songer à tirer avantage d'une NGS dans le visible en tant qu'étoile de référence pour l'optique adaptative. Ceci aurait permis l'utilisation du même dichroïque (§ 2.4.4) toute la nuit et donc aurait été le plus rapide. Si d'aventure le seeing était moins bon, alors il faudrait envisager l'emploi d'une NGS infrarouge (IRS 7 en l'occurrence, Fig. 5.11) et, ainsi, changer les dichroïques à chaque rotation de filtres (« JHK » et « N20C80 » pour L' et K_s , respectivement)¹⁰² avec deux conséquences immédiates. (i) Une perte de temps supplémentaire et (ii) un problème de flux risquant de conduire à l'échec de la boucle de rétroaction : JHK envoie 90% du flux vers le WFS, contre seulement 20% pour le N20C80. (Une alternative pour palier cette dernière difficulté aurait alors été de faire appel au N90C10 au lieu du N20C80, i.e. un dichroïque employé moins couramment mais envoyant vers le WFS sensiblement le même flux que le JHK.)

Durant la première nuit d'observation, nous avons testé l'emploi de la NGS visible et, malgré de bonnes conditions (seeing $< 0.8''$ et temps de cohérence > 4 ms), il s'est avéré que la correction d'optique adaptative n'était pas suffisamment bonne pour réaliser des observations convenables de Sgr A*. Nous nous sommes donc rabattus sur l'utilisation de la NGS infrarouge. Grâce à des réglages manuels de seuil au niveau du WFS, effectués en direct par C. Lidman (Instrument Scientist de NACO) et G. Carraro (notre astronome de nuit), nous avons réussi à démontrer la faisabilité de la méthode de commutation des filtres (et dichroïques). Malheureusement, le seeing s'est brusquement dégradé de sorte que les observations en bande K_s sont devenus irréalisables. Nous avons donc terminé la nuit par de la photométrie classique en bande L' . Pour bien cerner les informations dont dispose l'observateur en temps réel, il faut rappeler les principales différences de l'imagerie en bandes L' et K_s (qui sont semblables à celles qui existent entre l'infrarouge moyen et l'infrarouge proche) :

- En bande L' le fond domine, si bien qu'il faut constamment soustraire deux images successives légèrement décalées l'une de l'autre (mode *jitter*) pour voir Sgr A* sur l'écran de contrôle. Cela n'est pas nécessaire en bande K_s .
- En bande L' le seeing est meilleur qu'en bande K_s .
- A la limite de diffraction, les images sont plus fines en bande K_s qu'en bande L' .
- En bande L' on voit la minispirale tandis qu'en bande K_s , on ne voit que les étoiles (Fig. 4.3).

Au cours de cette première nuit, j'ai donc passé une partie de mon temps à surveiller l'écran de contrôle de Yepun, sur lequel se succédaient toutes les 2 min environ de nouvelles images L' du centre Galactique. C'est ainsi que, vers 03 : 30 (heure locale), j'ai aperçu le trou noir massif central entrer en éruption. En l'espace de quelques minutes, Sgr A* est devenu plus brillant que S 2 (Fig. 6.1, droite) avant de revenir en quiescence ~ 1 h plus tard. Nous avons alors alerté immédiatement les observateurs sur le site d'*APEX* (A. Lundgren et M. Dumke) de la bonne nouvelle, afin qu'ils poursuivent leur suivi de Sgr A* aussi longtemps que possible. Nous dirons davantage sur ce flare au § 6.3.

Lors de la deuxième nuit d'observation, le seeing était excellent ($\sim 0.5''$) mais pas suffisamment pour exploiter la NGS visible. La méthode d'alternance de filtres (L , K) et de dichroïques de la première nuit a donc été reprise, d'autant qu'entre temps, C. Lidman avait rédigé un script qui permettait de lancer quasi-automatiquement la délicate manœuvre de commutation. Nous

¹⁰²Le dichroïque laisse passer vers le WFS les « couleurs » complémentaires de ce que l'observateur recherche, d'où le nom JHK par exemple.

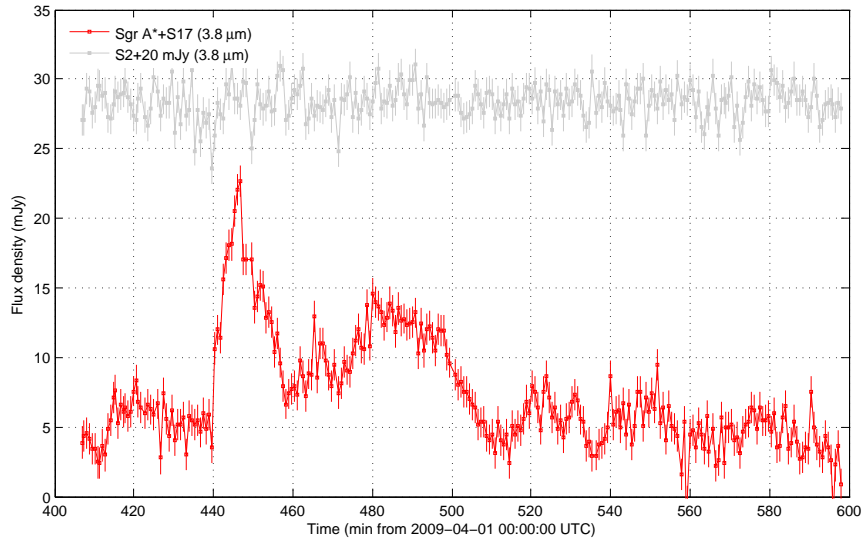


Figure 6.2 — Courbe de lumière de Sgr A* + S 17 en bande L' pendant la première nuit d'observation. La courbe de lumière de l'étoile de référence S 2 est tracée pour comparaison (avec une translation de +20 mJy par souci de clarté).

avons ainsi réalisé des cycles successifs (2 images L + commutation + 2 images K pour une durée totale de ~ 5 min) tout au long de la nuit. Il fut difficile d'interpréter les observations en temps réel sur les écrans de contrôle car le changement permanent des filtres empêchait la soustraction du fond nécessaire pour bien discerner Sgr A*. (Des pointés spécifiquement dévolus au sky L' ont été effectués pendant cette nuit, dans la mesure où le nombre total d'images prises en bande L' en mode jitter ne suffisait pas à construire un fond homogène.)

Enfin, pendant l'ultime nuit d'observation, les conditions de seeing étaient très bonnes en début de nuit ($\sim 0.6''$). Nous avons donc procédé à la rotation des filtres, désormais bien maîtrisée. Afin de contourner le problème de la non-soustraction du fond sur les écrans de contrôle, nous avons téléchargé les données presque en direct, dans la perspective de réaliser les traitements offline. Nous nous sommes alors vite aperçus que les données L' étaient de très mauvaise qualité. Il se trouve qu'une lame demi-onde, datant d'observations polarimétriques d'un autre groupe effectuées en début de nuit, était restée coincée sur le faisceau. Il a fallu près d'une heure pour déloger cet objet et résoudre quelques autres problèmes liés au pilotage du télescope, survenus juste après. Finalement, après redémarrage complet de la machine (!) le seeing s'était dégradé ($> 1.3''$), si bien que nous avons prudemment terminé l'observation avec le mode le plus sûr : photométrie en bande L' , sans qu'aucun flare majeur n'apparaisse en temps réel à l'écran.

Exploitation des données

Toutes les images ont subi individuellement une correction du fond, du champ plat et des pixels défaillants avec les logiciels standards du groupe infrarouge du MPE. Sur les Figures 6.6, 6.7 et 6.8 (troisième panneau), j'ai tracé les courbes de lumière de Sgr A*, corrigées de l'extinction avec les valeurs usuelles $A_{K_s} = 2.8$ mag et $A_{L'} = 1.8$ mag, pour permettre une comparaison avec les travaux précédents (e.g. Genzel et al. 2003, § 5.2.2). Elles ont été obtenues par photométrie d'ouverture (aperture photometry) et étalonnées avec le flux d'étoiles proches, aux luminosités stables et tabulées. Les flux ont ainsi été normalisés, de sorte que la magnitude K_s apparente médiane de l'étoile isolée S 65 soit toujours de 13.7 mag (Gillessen et al. 2009) et que la magnitude L' apparente médiane de IRS 16 NW soit de 8.38 mag (Viehmann et al. 2005). Un gros

plan sur la première courbe de lumière est montré en Figure 6.2. Plus de détails et commentaires sur ces courbes seront donnés au § 6.3. Il faut enfin préciser qu'au moment de ces observations, Sgr A* se confondait avec l'étoile S 17, dont la contribution aux courbes de lumière est estimée à une valeur constante de ~ 5.4 mJy et ~ 3.5 mJy en bande K_s et L' , respectivement (Cf. les magnitudes apparentes de S 17 reportées par Ghez et al. 2005, corrigées avec les valeurs de A_λ citées plus haut).

6.2.3 APEX

En parallèle du programme X et NIR, nos collègues observateurs du MPIfR ont accumulé un total de ~ 20 h de données submillimétriques à $870 \mu\text{m}$ (ou 345 GHz) grâce à la caméra APEX/LABOCA (§ 2.4.5). Les pointés du 1^{er} et 5 avril 2009 ont duré ~ 8.5 h et ~ 7.5 h, respectivement, avec une interruption de 1 h 15 min entre 8 : 45 et 10 : 00 (UT). Pendant cet intervalle de temps, le centre Galactique est passé au-dessus de l'élévation maximale du télescope vers 80° . Les observations du 3 avril ont couvert uniquement la période après ce transit (UT 11 : 00 – 13 : 30). On peut remarquer que les sites d'APEX et du VLT ont grossièrement la même longitude, mais contrairement au VLT, APEX a pu continuer à observer après le lever du Soleil (§ 2.4.5), jusqu'à ce que l'élévation du centre Galactique soit trop basse pour un suivi correct (entre 30° et 40° selon les conditions atmosphériques). La quantité de vapeur d'eau précipitable (Precipitable Water Vapor, PWV) au cours des trois prises de données était de ~ 2 , ~ 0.9 et $0.2\text{--}0.4$ mm, respectivement.

Le centre Galactique a été balayé avec des cartes du type *on-the-fly* et des angles de balayage de -15° , 0° et $+15^\circ$ vis-à-vis de la normale au plan Galactique. La vitesse de balayage était de 2 arcmin s^{-1} , pour des pas dans la direction orthogonale au balayage de $30''$. L'acquisition de chaque carte a nécessité 315 s d'intégration, suivie d'une observation de G 10.62 et G 5.89, deux sources standards d'étalonnage pour LABOCA. L'opacité atmosphérique au zénith a été déterminée par des pointés de ciel toutes les 1–2 h. Ainsi, par cette stratégie d'observation, Sgr A* a été suivi avec des pas de temps de 8 min.

Ces données ont été réduites par A. Weiß du MPIfR avec la suite logiciel BoA (BOLometer Array Analysis Software). Les étapes de réduction des séries temporelles des bolomètres ont inclus :

- une correction de la dérive en température grâce à deux bolomètres « aveugles » (dont les cornets ont été scellés pour bloquer le signal du ciel) ;
- une correction du champ plat ;
- une correction de l'opacité atmosphérique ;
- une soustraction du bruit sur toute la matrice de bolomètres, ainsi que sur des groupes de bolomètres connectés par des câbles et de l'électronique ;
- une identification des bolomètres défectueux ;
- un lissage.

Chaque balayage réduit a ensuite été pondéré, puis calibré avec le flux connu de G 10.62 dans LABOCA (33.4 ± 2.0 Jy, Siringo et al. 2009). La précision de calibration absolue est de 10%. Quant à l'erreur de calibration relative ($\sim 3\%$), elle a été déduite de la dispersion des mesures de flux de G 10.62 et G 5.89.

Afin d'extraire une courbe de lumière de Sgr A*, un modèle de l'émission diffuse submm de la région a été construit en additionnant d'abord tous les pointés calibrés dans le bon système de coordonnées. Dans cette image avec un fort rapport signal sur bruit (Fig. 6.1, gauche), on remarque la présence de plusieurs nuages moléculaires (dont notamment M 0.02–0.07 et M 0.13–0.08, aussi connus sous les appellations « 50 km s^{-1} » et « 20 km s^{-1} », respectivement) en accord avec de précédents sondages submillimétriques du centre Galactique (e.g. Pierce-Price et al. 2000). Sgr A* y apparaît comme une source ponctuelle qui a été ajustée par une Gaus-

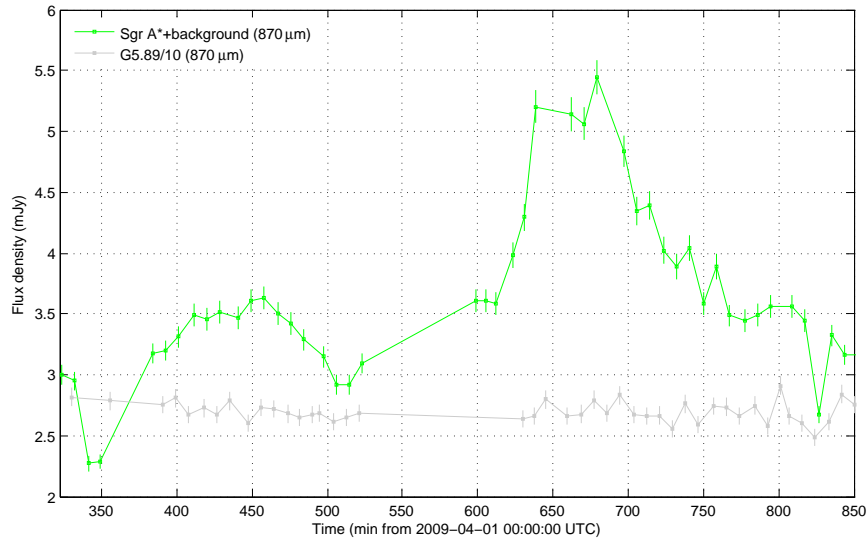


Figure 6.3 — Courbe de lumière submillimétrique de Sgr A* pendant la première nuit d’observation. La courbe de lumière du calibrateur G 5.89 (normalisée au niveau de flux de Sgr A*) est indiquée pour repère.

sienne, puis soustraite. On a ainsi obtenu un modèle de l’émission diffuse submm de la région, qu’il a suffi de soustraire de tous les balayages pour ne conserver que Sgr A* et en tirer ses courbes de lumière. J’ai tracé ces dernières dans les quatrième panneaux des Figures 6.6, 6.7 et 6.8, ainsi qu’un gros plan sur la première observation en Figure 6.3. Les barres d’erreur ont été estimées par la RMS du calibrateur G 5.89 ($\sim 2.7\%$). Rappelons que Sgr A* ne souffre pas d’extinction interstellaire significative à $870\ \mu\text{m}$ (§ 2.2).

6.2.4 Fermi

En parcourant l’archive du satellite *Fermi* (§ 2.4.3), j’ai exploré les périodes coïncidant avec les observations d’avril 2009 citées précédemment, dans l’intention de rechercher une éventuelle variabilité du centre Galactique en rayons gamma de haute énergie, corrélée avec une variabilité à plus basse énergie.

J’ai analysé les données du LAT avec les « *Fermi Science Tools* » en suivant les instructions du *Fermi Science Support Center*¹⁰³ (FSSC). J’ai ainsi créé des cubes d’événements avec la routine *gtselect* en ne conservant que les photons γ (classe d’événements *diffuse*, $n^{\circ}3$). Ensuite, via *gtmktime* et le fichier *spacecraft*, qui référence l’attitude du satellite au cours du temps, j’ai sélectionné les GTI. Une coupure sur l’angle zénithal a ainsi été appliquée ($z_{\text{max}} = 105^{\circ}$), pour rejeter les rayons γ émanant de l’albédo terrestre. Des courbes de lumière ont enfin été extraites avec la commande *gtbin* et une région d’extraction circulaire de 1° (ROI, Region Of Interest) de rayon centrée sur la position de Sgr A*. Le flux ainsi mesuré comprend l’émission gamma diffuse associée à l’interaction des rayons cosmiques dans les nuages moléculaires de la région. Le nombre de coups dans chaque pas de temps, n , étant gouverné par la statistique Poissonnienne, j’ai approché les barres d’erreur à $1\ \sigma$ (intervalle de confiance à 84%) par $1 + \sqrt{n + 0.75}$ (Gehrels 1986, équation [7] avec $S = 1\ \sigma$)¹⁰⁴. Enfin, j’ai calculé les expositions de chaque pas de temps en $\text{s}^{-1}\ \text{cm}^{-2}$ avec *gtexposure*. Les courbes de lumière 0.1–200 GeV

¹⁰³<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>

¹⁰⁴Dans la première version du pipeline de *Fermi*, il y avait vraisemblablement une coquille, puisque les barres d’erreurs étaient approchées par seulement $\sqrt{n + 0.75}$.

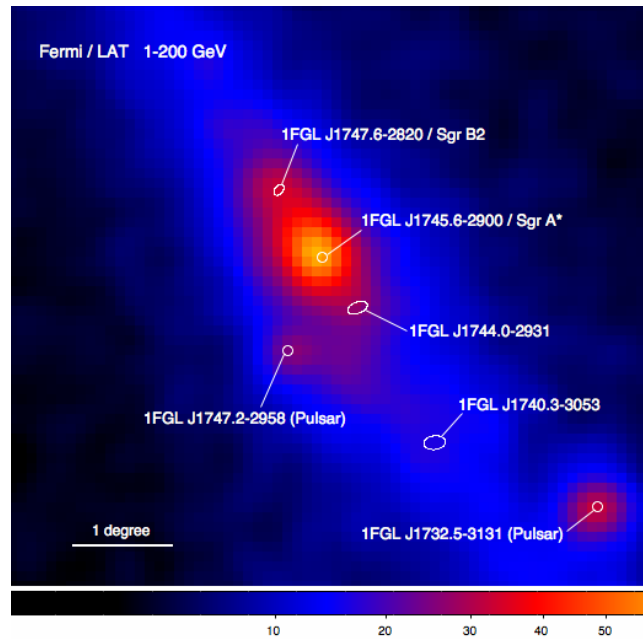


Figure 6.4 — Carte du centre Galactique construite avec les photons gamma de 1–200 GeV collectés par l’instrument LAT lors de la première année de la mission *Fermi* (août 2008 → août 2009). La direction du Nord est vers le haut et chaque pixel a une taille de 0.1° . L’image a été lissée avec un noyau Gaussien de 0.15° de rayon et la barre de couleur est exprimées en coups. Les positions des sources ponctuelles ont été tirées de Abdo et al. (2010).

résultantes sont présentées dans les premiers panneaux des Figures 6.6, 6.7 et 6.8 avec un pas de temps de 600 s (10 min).

A des fins d’illustration, j’ai également produit une image moyenne du centre Galactique en utilisant toutes les données LAT de la première année de balayage complet du ciel, d’août 2008 à août 2009 (MET¹⁰⁵ 239557417 → MET 272868753). Seuls les photons de haute énergie de la bande 1–200 GeV ont été considérés, afin d’optimiser la résolution angulaire ($< 0.6^\circ$ pour des énergies > 1 GeV). Les positions des principales sources du centre Galactique reportées dans le premier catalogue du LAT (Abdo et al. 2010) ont été superposées à l’image (Fig. 6.4). J’ai aussi exploité ce même jeu de données pour construire une courbe de lumière à long terme de la source centrale avec un pas de temps de 100 ks (~ 1.16 jours), affichée en Figure 6.5.

6.3 Courbes de lumière

Dans cette section, je discute les propriétés des courbes de lumière multi-longueurs d’onde des Figures 6.6, 6.7 et 6.8 (ainsi que des gros plans en Fig. 6.2 et 6.3), tout en les comparant avec d’autres exemples de la littérature.

6.3.1 Infrarouge proche

La première nuit d’observation a été marquée par une puissante éruption NIR détectée en bande L' entre 440–515 min après minuit (Fig. 6.2), que nous appellerons « Flare A » dans la suite. Ce flare a été plus brillant que S 2, par moment, et a culminé à 19 ± 1 mJy (après soustraction du fond), ce qui fait de lui le deuxième flare le plus brillant couvert par des observations X, et l’un des rares flares NIR de l’ordre de 20 mJy, toutes bandes NIR confondues (§ 5.2.2,

¹⁰⁵Mission Elapsed Time : temps écoulé (en secondes) depuis le 1^{er} janvier 2001 à minuit.

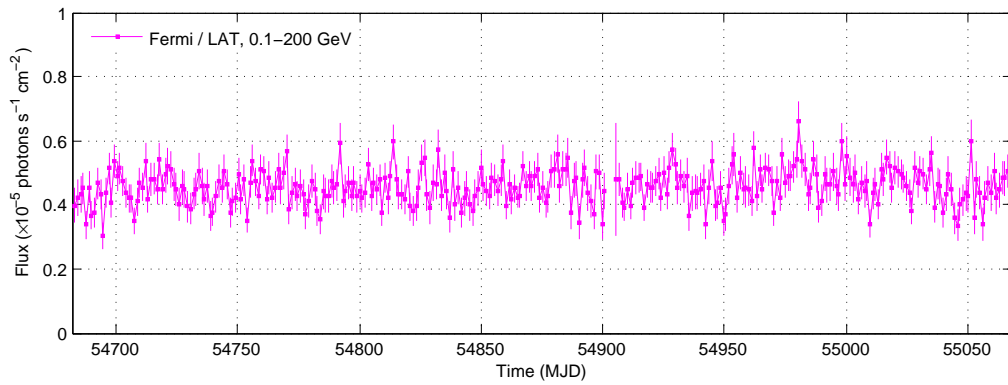


Figure 6.5 — Courbe de lumière *Fermi* à long terme de la source du centre Galactique 1FGL J1745.6–2900c avec un pas de temps de ~ 1.16 jours.

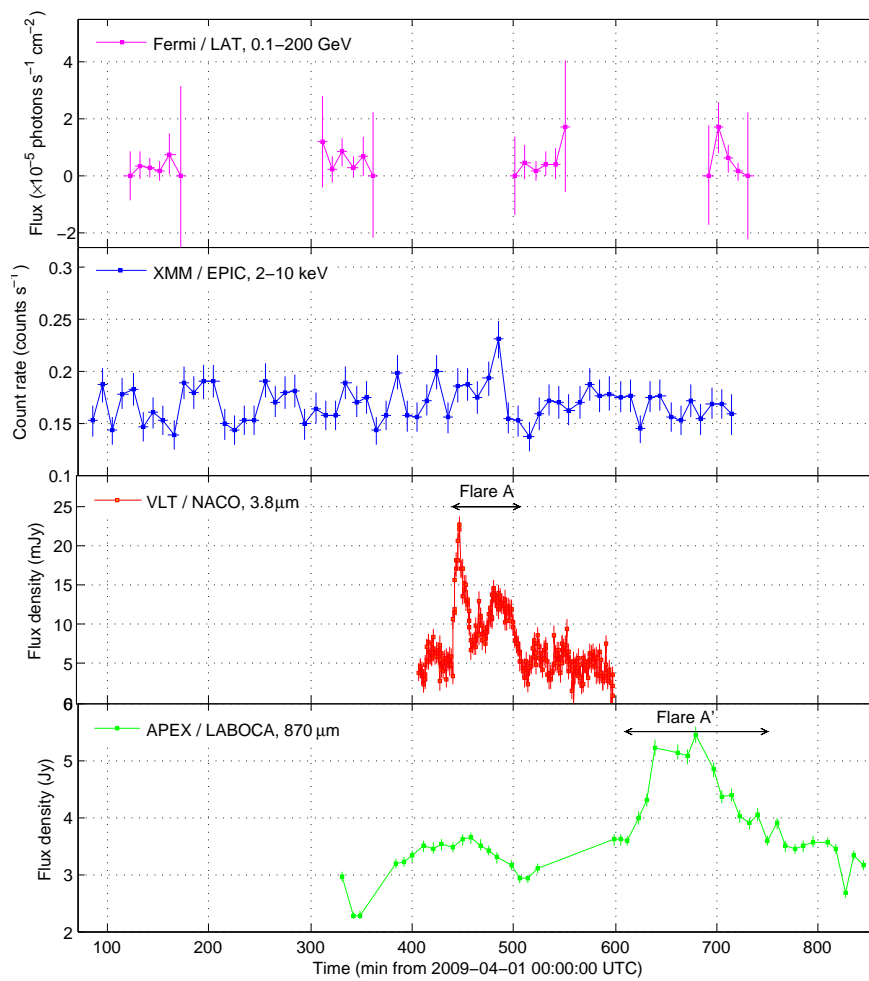


Figure 6.6 — Courbes de lumière multi-longueur d'onde de Sgr A* (et ses éventuels fonds associés, Cf. texte) pendant la première nuit d'observation.

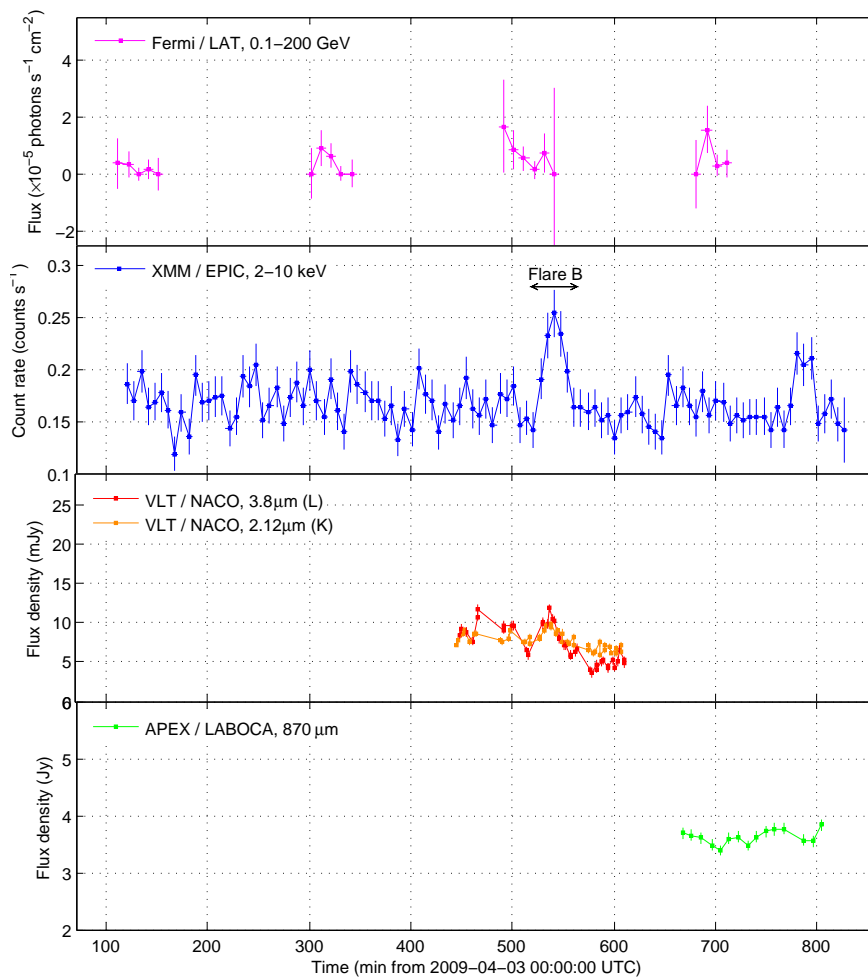


Figure 6.7 — Idem que Fig. 6.6 pour la deuxième nuit d'observation.

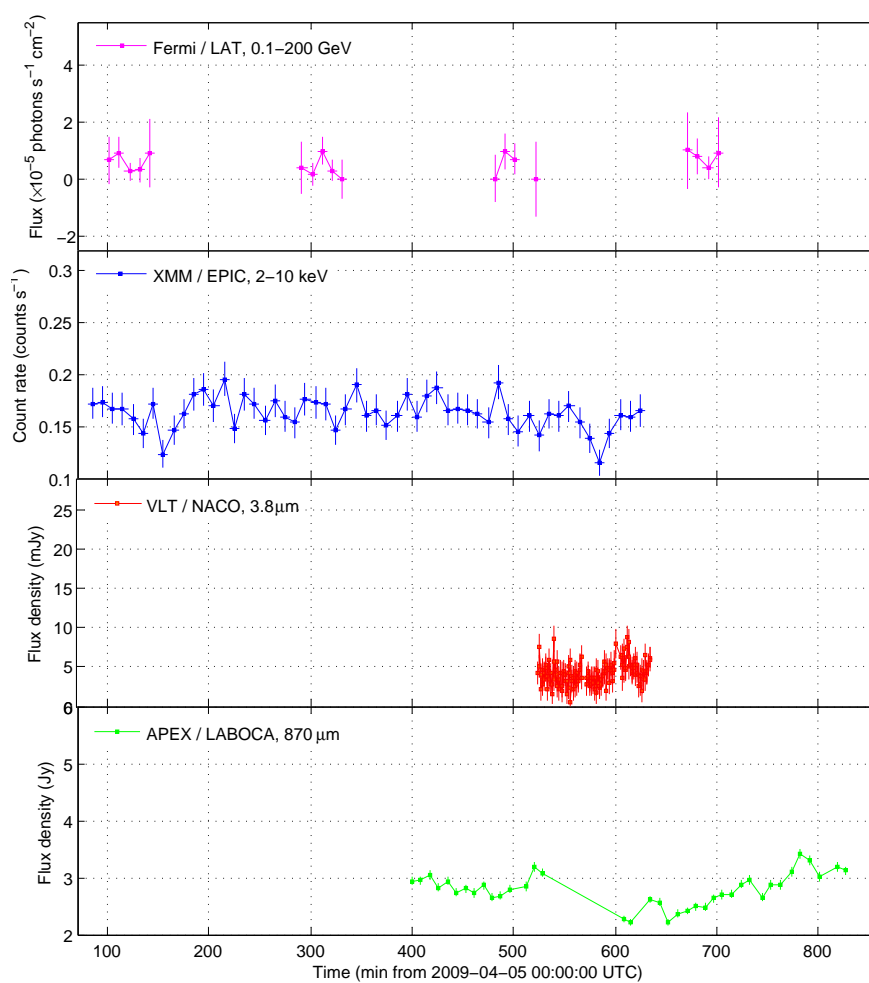


Figure 6.8 — Idem que Fig. 6.6 pour la troisième nuit d’observation.

Table 6.2 — Propriétés des flares X/NIR observés jusqu'à présent.

Références ^a	Date	Instruments	Filtre NIR ^b	L_X/L_{quies}^c	F_{NIR}^d [mJy]	$F_{\text{NIR}}^{L'}^e$ [mJy]	Id.
[1]	1 Avr 2009	<i>XMM / VLT</i>	3.8 μm (L')	< 7	19	...	A
[1]	3 Avr 2009	<i>XMM / VLT</i>	3.8 μm (L')	10	8	...	B
[2,3]	4 Avr 2007	<i>XMM / VLT</i>	3.8 μm (L')	103	26	...	C
[2,4]	4 Avr 2007	<i>XMM / HST</i>	1.7 μm	26	7	16	D
[2,4]	4 Avr 2007	<i>XMM / HST</i>	1.7 μm	37	4	9	E
[2,4]	2 Avr 2007	<i>XMM / HST</i>	1.7 μm	14	10	22	F
[5,6]	31 Aug 2004	<i>XMM / HST</i>	1.6 μm	< 40	10	24	G
[7]	31 Jul 2005	<i>Chandra / Keck</i>	3.8 μm (L')	< 1.2	15	...	H
[7]	17 Jul 2006	<i>Chandra / Keck</i>	3.8 μm (L')	20	> 5	...	I
[8]	30 Jun 2005	<i>Chandra / VLT</i>	2.1 μm (K_s)	3	14	4	J
[9]	7 Jul 2005	<i>Chandra / VLT</i>	2.1 μm (K_s)	15	11	3	K
[10]	19 Jun 2003	<i>Chandra / VLT</i>	2.1 μm (K_s)	3	> 7	> 2	L

^a Références : [1] Ce travail, [2] Porquet et al. (2008), [3] Dodds-Eden et al. (2009), [4] Yusef-Zadeh et al. (2009), [5] Bélanger et al. (2005), [6] Yusef-Zadeh et al. (2006), [7] Hornstein et al. (2007), [8] Eckart et al. (2008), [9] Eckart et al. (2006), [10] Eckart et al. (2004).

^b Les bandes du *HST* à 1.6 et 1.7 μm correspondent aux filtres de NICMOS (Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer) F160W et F170M, respectivement.

^c Luminosité au pic (2–10 keV) en unité de niveau quiescent ($\sim 2 \times 10^{33}$ erg s⁻¹, Baganoff et al. 2003a). Les sigles '>' et '<' ont été introduits quand le flux X au pic a été manqué ou quand il n'était pas vraiment simultané avec le pic NIR.

^d Flux NIR au pic, après soustraction du fond, dans la bande indiquée en quatrième colonne et dérougi en supposant : $A_{1.6\mu\text{m}} = 4.5$ mag, $A_{1.7\mu\text{m}} = 5.03$ mag, $A_{2.1\mu\text{m}} = 2.8$ mag et $A_{3.8\mu\text{m}} = 1.8$ mag.

^e Flux NIR équivalent en bande L' , extrapolé en faisant l'hypothèse d'un indice spectral de loi de puissance $\alpha = -1$.

Eckart et al. 2008ab, Meyer et al. 2006a, 2007). Il est remarquable que le Flare A présente une morphologie complexe et non-symétrique, caractérisée par une montée très brusque (gain continu de ~ 19 mJy en ~ 7 min) suivie par des descentes plus lentes. Ce temps de montée est l'un des plus brefs jamais enregistré, ce qui est assez inhabituel parmi les puissants flares NIR. Ceci place donc une limite supérieure sur la taille de la région qui est entrée en éruption de $\sim 10 R_S$ (ou ~ 1 UA), avec un argument de causalité ($R \leq c \Delta t$) et en supposant une masse de $4 \times 10^6 M_\odot$ pour le trou noir.

Pendant la deuxième nuit, la résolution temporelle des courbes de lumière était moins bonne que les autres nuits en raison du changement continu des filtres K et L , ce qui rend l'identification de nouveaux flares un peu plus épineuse. Sgr A* semble avoir été variable continûment dans les deux bandes, au moins durant les deux premiers tiers de l'observation. En particulier, notre couverture X nous autorise à clairement isoler une nouvelle éruption—le Flare B—entre ~ 520 et ~ 560 min après minuit (UTC) le 3 avril 2009 (voir § 6.3.2). Cette fois-ci, le profil temporel du flare est plus symétrique, sans retard entre les pics des bandes K_s et L' plus grand que ~ 5 min (i.e. la résolution temporelle des courbes). Les flux au pic du Flare B sont de 3.7 ± 0.5 et 8.2 ± 0.5 mJy (après soustraction du fond) dans les bandes K_s et L' , respectivement.

Aucun flare significatif n'a été détecté durant la troisième nuit, pendant laquelle la densité de flux moyenne a été de ~ 4 mJy.

6.3.2 Rayons X

Aucun flare X proéminent n'a été observé en avril 2009. Nous allons nous concentrer ci-dessous sur les excès significatifs ($>3\sigma$) des courbes de lumière X, détectés en parallèle des flares NIR mentionnés plus haut.

Le Flare A a coïncidé avec une très légère élévation du taux de comptage dans les caméras d'EPIC. Il s'agit d'un signal à peine significatif (3.5σ), qui constitue la plus faible contrepartie X d'une éruption jamais identifiée avec *XMM-Newton*, toutes les précédentes étant au minimum un facteur 2 plus brillantes (Goldwurm et al. 2003a, Porquet et al. 2003a, Bélanger et al. 2005, § 5.2.1). On peut noter qu'avec un pas de temps de 600 s, le pic des X est retardé de 38 ± 5 min vis-à-vis du pic NIR. Mais, en considérant toute l'éruption NIR, on s'aperçoit que le pic X se trouve au milieu du flare NIR, ce qui est parfaitement cohérent avec les autres flares qui ont été totalement couverts en X/NIR par le passé (Eckart et al. 2006a, 2008a, § 5.2.2). Étant donnée la faible statistique de ce flare, je n'ai pas pu extraire d'information spectrale. En faisant l'hypothèse d'un indice photonique usuel, $\Gamma = 2$ (§ 5.2.1), et une densité de colonne typique, $N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, j'ai estimé à l'aide de (Web)PIMMS (Portable Interactive Multi-Mission Simulator, Mukai 1993) que le Flare A a atteint un flux non-absorbé, après soustraction du fond¹⁰⁶, de $2.2 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dans la bande 2–10 keV. Ceci se convertit en une luminosité au pic de $1.7 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ à 8 kpc, i.e. ~ 7 fois le niveau quiescent ($2.3 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, Baganoff et al. 2003a). Ce flare X très faible, associé à un flare NIR très fort, est assez surprenant en regard du Flare 2 de la campagne 2007 ($\sim 100 \times$ la quiescence). Il évoque néanmoins la non-détection X par *Chandra* d'un flare L' de ~ 15 mJy en juillet 2005 (Hornstein et al. 2007). Il faut souligner cependant que les PSF et réponses spectrales de *Chandra*/ACIS et *XMM-Newton*/EPIC diffèrent, ce qui empêche des comparaisons rapides. En réalité, le fait que la PSF d'EPIC englobe des sources autres de Sgr A*, rend *XMM-Newton* moins sensible que *Chandra* aux flares mous ($\Gamma \approx 2$) et faibles. Le taux de comptage au pic (après soustraction du fond) d'*XMM-Newton* se traduirait, en effet, par un taux de comptage dans *Chandra*/ACIS-I de ~ 0.034 coups s^{-1} en bande 2–8 keV. Ceci aurait constitué une détection très claire pour *Chandra*, encore plus significative que les deux flares X/NIR vus par Eckart et al. (2004, 2008a) à travers *Chandra* et le *VLT*.

S'agissant du Flare B, il est a été détecté plus significativement par *XMM-Newton* et a duré plus longtemps (~ 40 min). En utilisant la même méthode que précédemment, j'ai estimé que son flux au pic, non-absorbé et après soustraction du fond, était de $3.2 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dans la bande 2–10 keV, i.e. $2.4 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ ($\sim 10 \times$ la quiescence). Avec *Chandra*, ce flare aurait été détecté à un taux de comptage de ~ 0.05 coups s^{-1} (2–8 keV), ce qui reste relativement faible face aux anciens flares X/NIR connus, comme nous le discuterons plus loin.

En comparant les Flares A et B, il est manifeste que le rapport du flux au pic NIR sur le flux au pic X est très variable d'un événement à un autre. On savait déjà le taux d'occurrence des flares plus élevé en NIR qu'en X, il était donc attendu qu'il existe des flares NIR avec peu ou pas de contrepartie X. En revanche, le fait contre-intuitif qui émerge maintenant est que les flares NIR les plus puissants ne sont pas nécessairement accompagnés de flares X puissants. Des indices en ce sens avaient déjà été obtenus avec les analyses des flares de juillet 2005 et 2006 (Hornstein et al. 2007), bien que le pic NIR de juillet 2005 ait été manqué. De manière similaire, Yusef-Zadeh et al. (2009) ont montré que le ratio NIR sur X est fluctuant dans la Figure 21 (a) et (b) de leur papier, à l'aide d'un jeu de données homogènes *XMM-Newton*/*HST*.

Pour permettre une meilleure comparaison entre les éruptions observées simultanément en rayons X et infrarouge proche, et visualiser leurs dissemblances, j'ai dressé un inventaire de tous les résultats publiés à ce jour en Table 6.2 et tracé le flux au pic X vs. le flux au pic NIR en Figure 6.9. En dépit d'une comparaison relativement aisée entre les mesures conduites par

¹⁰⁶Un niveau moyen de taux de comptage quiescent, incluant la contribution des sources voisines, a été retranché comme dans l'article de Goldwurm et al. (2003a).

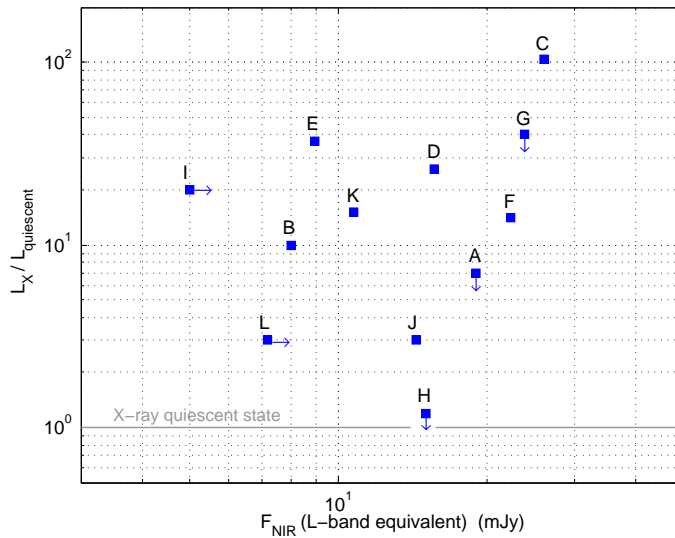


Figure 6.9 — Relation entre les flux au pic X et NIR de tous les flares couverts par des observations multi-longueurs d'onde. (Voir Tab. 6.2 pour les détails de chaque flare individuel.) Les événements A et B sont ceux reportés dans ce travail. les limites supérieures en X et limites inférieures en NIR sont indiquées par des flèches pointant vers le bas et la droite, respectivement.

XMM-Newton et celles de *Chandra*, les comparaisons entre différents auteurs ayant travaillé en NIR sont beaucoup plus délicates, pour cause de différences de modes observationnels et de corrections de flux (soustraction du fond, extinction, étalonnage, etc). Les Flares A, B et C (Table 6.2) sont facilement confrontables dans la mesure où ils ont été observés dans la même bande, par le même instrument et pratiquement à la même époque. Les Flares H et I peuvent être ajoutés à ce lot, pour peu qu'une soustraction du fond et des extinctions cohérentes soient appliquées¹⁰⁷. Finalement, les flux au pic NIR des sept flares restants (D, E, F, G, J, K, L) ont dû être extrapolés vers la bande *L'* en postulant un indice spectral particulier (Cf. § 6.4), pour assurer une homogénéité dans la comparaison avec les autres flares.

Comme on le voit en Figure 6.9, aucune corrélation particulière ne se dessine entre les puissances X et NIR avec la statistique que nous possédons à l'heure actuelle. Bien que les échelles log-log des axes ne le montrent pas, le Flare C se démarque des autres par son intensité très élevée, à la fois en X et en NIR.

6.3.3 Submillimétrique

Le 1^{er} avril 2009, les observations submm ont chevauché celles en NIR et X (Fig. 6.6). Sgr A* s'avère continûment variable à 870 μm , bien que sur une échelle de temps plus longue qu'à plus hautes fréquences¹⁰⁸. On remarque qu'il n'y a pas de changement brusque dans la courbe de lumière *APEX* au moment où le *VLT* détecte la montée du Flare A. Cela signifie qu'une contrepartie submm simultanée de ce flare NIR n'est pas détectée en tant que telle, ce qui corrobore d'autres non-détections similaires (Marrone et al. 2008, Yusef-Zadeh et al. 2008,

¹⁰⁷ J'ai utilisé un fond *L'* de 3.6 mJy tel qu'il a été mentionné en légende de la Fig. 5 et converti les extinctions citées en légende de la Table 1 de Hornstein et al. (2007).

¹⁰⁸ Une variabilité analogue, sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques jours, a aussi été observée à des longueurs d'onde supérieures à ~ 1 mm (Wright and Backer 1993, Bower et al. 2002, Zhao et al. 2003, Herrnstein et al. 2004, Miyazaki et al. 2004, Mauerhan et al. 2005, Yusef-Zadeh et al. 2007).

Table 6.3 — Retards des éruptions en millimétrique proche et submillimétrique par rapport aux éruptions X et NIR.

Références ^a	Date	Instruments	Retard ^b [min]
[1]	1 Avr 2009	APEX (870 μm)	200
[2,3,4]	17 Jul 2006	SMA (1.3 mm) / CSO (850 μm)	100
[2]	31 Jul 2005	SMA (1.3 mm)	20
[5]	3 Jun 2008	APEX (870 μm)	90
[6,7]	7 Jul 2004	SMA (890 μm)	< 120
[4]	5 Avr 2007	SMA (1.3 mm)	160
[8]	3 Sep 2004	CSO (850 μm)	160

^a Références : [1] Ce travail, [2] Marrone et al. (2008), [3] Yusef-Zadeh et al. (2008), [4] Yusef-Zadeh et al. (2009), [5] Eckart et al. (2008), [6] Eckart et al. (2006), [7] Eckart et al. (2009), [8] Yusef-Zadeh et al. (2006).

^b Retard du pic submm vis-à-vis du pic X ou NIR.

Eckart et al. 2008b).

679 ± 4 min après minuit le 1^{er} avril 2009, le flux submillimétrique de Sgr A* a culminé à 5.4 ± 0.2 Jy. Il s'agit de l'un des flares les submm les plus puissants jamais détectés et a duré ~ 150 min. Nous l'appellerons « Flare A' ». En soustrayant une émission de fond (prise comme étant le flux minimum de l'observation, 2.2 Jy), le pic est réduit à 3.2 ± 0.2 mJy. Le temps de montée du Flare A' est de l'ordre de 20 min, ce qui limite l'extension de la région émissive à seulement $\sim 30 R_S$ avec le même argument que celui utilisé au § 6.3.2. Mais cette contrainte de taille sera probablement bientôt révisée quand des mesures VLBI seront possibles dans le domaine submillimétrique. Les mesures actuelles à 1.3 mm donne déjà une taille de seulement $\sim 4 R_S$ (§ 4.5.1).

Il est intéressant de voir que le Flare A' suit le Flare A avec un retard de ~ 200 min et n'est associé avec aucune autre éruption, du moins d'après ce que nous dit la courbe de lumière X. Ce nouveau flare s'ajoute ainsi à une poignée d'événements (sub)mm qui ont été détectés avec confiance dans les suites de flares X/NIR. Un résumé de ces éruptions est donné dans la Table 6.3. Voici donc peut-être une nouvelle preuve que les flares NIR/X d'un côté, et submm de l'autre, sont couplés d'une certaine façon et que les derniers sont les conséquences des premiers. Un moyen souvent proposé pour mettre ces phénomènes en relation est l'idée que les flares X/NIR s'accompagnent de l'expansion d'un plasmioïde synchrotron (§ 6.5). Si ce dernier est aussi responsable de la production des rayons X par émission SSC, alors comme l'on fait remarquer Marrone et al. (2008), il doit exister une relation étroite entre le rapport des flux au pic (F_X, F_{NIR}) et le retard entre ces flux et le flux au pic à une fréquence moins grande ν :

$$\Delta t_\nu \propto \left[\frac{F_X}{F_{\text{NIR}}} B_0^{(p+2)/2} \nu^{-(4+p)/2} \right]^{\frac{1}{\delta(3+2p)}} \quad (6.1)$$

où B_0 est le champ magnétique initial, p l'indice spectral des particules et δ un paramètre caractérisant la vitesse à laquelle le rayon R du plasmioïde croît ($R \propto t^\delta$). Jusqu'à présent, seuls trois flares ont été totalement couverts en même temps en X, NIR et submm pour tester cette relation : les Flares A, H et I. La comparaison entre H et I a été effectuée par Marrone et al. (2008), qui ont montré une adéquation entre les données et le scénario plasmioïde/SSC. Toutefois, en considérant les Flares A/A', la tendance « plus le ratio F_X/F_{NIR} est élevé, plus le retard est grand » ne tient plus. En effet, le Flare I affiche un ratio 10 fois plus élevé que le Flare A et présente pourtant un retard deux fois moindre. Ceci tend à montrer que les émissions X/NIR et submm ne procèdent peut-être pas des mêmes particules, mais nous y reviendrons (§ 6.5).

En ce qui concerne les deux autres prises de données d'*APEX*, aucune nouvelle éruption n'a été détectée. À l'inverse une certaine décroissance est à signaler la dernière nuit : le flux minimal atteint est de 2.2 Jy, justifiant ainsi notre choix du fond quiescent en début de paragraphe.

6.3.4 Rayons γ de haute énergie

Les courbes de lumière de *Fermi* (Figs. 6.6, 6.7, and 6.8) sont caractérisées par de fréquentes interruptions de ~ 2 h, pendant lesquelles le centre Galactique est hors du champ de vue du LAT. La statistique à l'intérieur de chaque pas de temps est particulièrement faible ; plusieurs « bins » de 10 min ne contiennent absolument aucun photon gamma. Par ailleurs, aucun pic significatif n'est détecté pendant cette campagne.

Le Flare A, et la majeure partie du Flare A', se sont malheureusement déroulés en dehors de la couverture du LAT. Cela étant, la montée du Flare B a coïncidé avec la fin d'une exposition du LAT. À vrai dire, zéro photons γ ont été enregistrés dans le pas de temps au moment du pic du Flare B. Compte tenu de la nature Poissonnienne de la statistique, la limite supérieure à 3σ (99.87% de confiance) sur le taux de comptage d'une source dans la région d'extraction est de 6.6 photons (Gehrels 1986) pour le bin considéré, dont l'exposition est de $6.2 \times 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Cela se traduit par une limite en flux pour le Flare B de $1.1 \times 10^{-4} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, ou $7.2 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, soit une limite en luminosité de $5.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ (0.1–200 GeV) à 8 kpc.

Cette limite n'est pas très contraignante au regard du flux de la source *Fermi* du centre Galactique, 1FGL J1745.6–2900c, détectée à 24.5σ dans le 1^{er} catalogue : $1.7 \times 10^{-6} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (0.1–100 GeV) pour un indice spectral de ~ 2.2 . Notons que cette mesure a tenu compte d'un modèle de l'émission diffuse de la région. La variabilité de cette source sur des échelles de temps de l'ordre du mois a aussi été estimée par Abdo et al. (2010). Un indice de variabilité de 18 a été dérivé en prenant 11 segments temporels (11 mois), ce qui implique que 1FGL J1745.6–2900c n'est pas variable¹⁰⁹ (Cf. Fig. 6.5).

Fermi confirme ainsi la présence d'une source au GeV dans le centre Galactique, comme l'avait perçu EGRET autrefois (§ 3.7.1). L'origine de 1FGL J1745.6–2900c est non-identifiée. Il est possible que cet excès au GeV soit produit par des rayons cosmiques dans les nuages moléculaires, tout comme l'émission au TeV de cette zone (Ballantyne et al. 2007, Melia and Fatuzzo 2010, Chernyakova et al. 2011). Mais Sgr A* est aussi naturellement un candidat valide (Mahadevan et al. 1997), étant donnée notamment la concordance entre la position de la source du LAT et le trou noir supermassif. Les coordonnées Galactiques de 1FGL J1745.6–2900c sont [$l = 359.941^\circ$, $b = -0.051^\circ$] avec un rayon de 95% de confiance de $1.1'$, i.e. à seulement $\sim 21''$ de Sgr A* en projection. Un moyen d'attribuer cette émission gamma au trou noir aurait pu être la détection d'une activité éruptive corrélée avec celle en X. Cependant, avec la sensibilité dont nous avons disposé (qui limite nos capacités de détection uniquement à des flares de grande amplitude, au moins ~ 65 fois le flux quiescent de 1FGL J1745.6–2900c), nous n'avons trouvé aucun signal au GeV pour le Flare B. La présente étude est donc analogue dans ses conclusions aux tentatives passées de recherche de variabilité éruptive des sources IGR J17456–2901 et HESS J1745–290 (voir § 5.2.4 et Aharonian et al. 2008, respectivement).

6.4 Couleurs infrarouges

Dans ce paragraphe, je décris les résultats de l'imagerie spectrale de Sgr A* réalisée durant la deuxième nuit d'observation avec NACO. Jusqu'à présent, le spectre de Sgr A* n'a été étudié au *VLT* qu'à travers le spectrographe de champ intégral attaché au foyer Cassegrain de Yepun

¹⁰⁹Un indice de variabilité de valeur supérieure à 23.21 indique une probabilité $< 1\%$ d'être une source stable (Abdo et al. 2010).

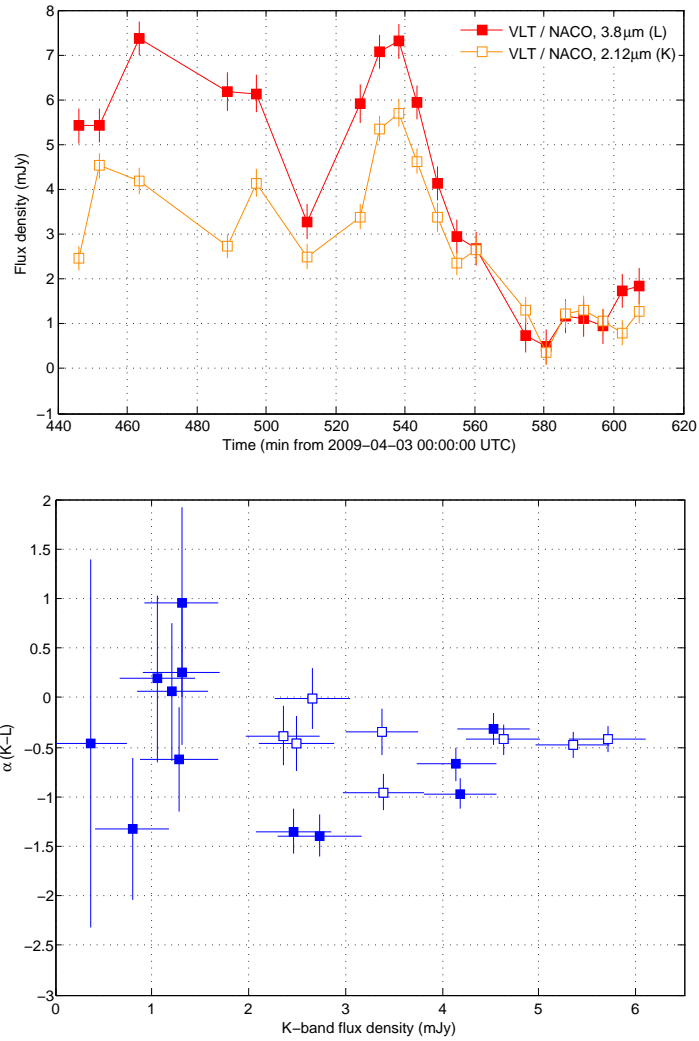


Figure 6.10 — (*Haut*) Courbe de lumière NIR de la deuxième nuit d’observation après soustraction du fond et correction d’extinction ($A_{L'} = 1.8$ mag and $A_{K_s} = A_{L'} + E(K_s - L') = 3.3$ mag, voir texte). (*Bas*) Indice spectral α correspondant, tracé en fonction du flux K_s dérougi. Les carrés blancs marquent les mesures réalisées pendant le Flare B.

SINFONI (Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared), dans des intervalles de fréquence relativement étroits : la bande $H + K$ ($\sim 1.7\text{--}2.4 \mu\text{m}$, Eisenhauer et al. 2005) et la bande K ($\sim 2.0\text{--}2.4 \mu\text{m}$, Gillessen et al. 2006). Ici, grâce à l'alternance des filtres K et L , nous avons pu couvrir une bande un peu plus large avec de meilleurs rapports de Strehl.

De manière à calculer l'indice spectral en photons α , défini par $F_\nu \propto \nu^\alpha$, j'ai construit les courbes de lumière L' et K_s de Sgr A* présentées en Figure 6.10 (panneau du haut), pour lesquelles j'ai moyenné les paires d'images prises à chaque rotation des filtres. Les marges d'erreur intègrent la dispersion des valeurs de flux d'une étoile standard de magnitude comparable. Les points des courbes L et K ont été interpolés aux mêmes temps et une grande ouverture a été employée pour inclure totalement la contribution de S 17 (on pouvait distinguer légèrement S 17 de Sgr A* dans les images K en raison d'une résolution un peu meilleure qu'en L). Une correction globale de fond (incluant S 17) a ensuite été implémentée en soustrayant la plus faible valeur de flux. Il faut noter que α dépend étroitement de l'excès de couleur $E(K_s - L') = A_{K_s} - A_{L'}$, car :

$$\alpha = \frac{\ln(10^{\{A_{K_s} - A_{L'}\}/2.5} \times F_{K_s}^{\text{red}} / F_{L'}^{\text{red}})}{\ln(\nu_{K_s} / \nu_{L'})} \quad (6.2)$$

où F^{red} sont les flux rougis. Un excès de couleur moyen $E(K_s - L') = 1.5 \pm 0.1$ a été déterminé comme l'on fait Hornstein et al. (2007), en utilisant des étoiles de type précoce dans le voisinage de Sgr A*¹¹⁰. Les valeurs correspondantes de α sont tracées en fonction du flux K_s sur la Fig. 6.10 (panneau du bas). Avec la statistique de ce jeu de données, aucune corrélation particulière entre α et le flux n'est trouvée. La valeur moyenne obtenue pendant la durée du Flare B est $\alpha = -0.4 \pm 0.3$.

Pour comparaison, j'ai listé dans la Table 6.4 toutes les précédentes tentatives de mesures spectrales en NIR de flares. Les diverses valeurs de α ainsi obtenues sont difficiles à comparer, puisque chacun de ces travaux a sondé différentes régions de l'espace des paramètres (bande spectrale, niveau d'amplitude du flare, époque de l'observation) dans des conditions différentes (instruments, techniques spectrales, loi de rougissement, fonds). Compte tenu de la méthode que nous avons suivie dans cette étude, nos résultats se comparent le plus aisément au travail de Hornstein et al. (2007). De la même façon, ces auteurs ont eut recours à un télescope au sol, avec optique adaptative et rotation des filtres, à la différence qu'ils ont aussi accumulé des données en bandes H et M_s , et qu'ils ont pu bénéficier de la LGS du *Keck*. Ils ont trouvé une valeur constante « universelle » pour l'indice de plusieurs flares, quel que soit le flux instantané de Sgr A*, de $\alpha = -0.6 \pm 0.2$, ce qui est parfaitement compatible avec notre valeur.

Il apparaît que les valeurs d'indice récemment obtenues suggèrent toutes que $\alpha \gtrsim -1$, i.e. $\beta \gtrsim 0$ (§ 5.2.1). On peut donc dire que « les flares infrarouge sont bleus » et procèdent d'une population de particules différentes de celles dont découle la bosse submillimétrique quiescente (§ 5.3.2). En supposant une émission de nature synchrotron et des électrons répartis dans une loi de puissance d'indice $p = 1 - 2\alpha$ avec $dn_e/dE \propto E^{-p}$, il vient que $p \lesssim 3$, ce qui aura des répercussions, en particulier pour une éventuelle composante SSC (Cf. § 6.5.3).

¹¹⁰S 2, S 65, S 66, S 72 et S 87 qui ont des magnitudes K entre 13.5–14.6 mag et sont vraisemblablement de type spectral O9–B2 (Eisenhauer et al. 2005).

Table 6.4 — Mesures spectrales des flares en NIR.

Références ^a	Dates	Instruments	Bandes [μm]	α ^b
[1]	3 Avr 2009	VLT / NACO	2.1, 3.8	-0.4 ± 0.3
[2]	16, 31 Jul 2005, 2 Mai, 17 Jul 2006	Keck / NIRC2	1.6, 2.1, 3.8, 4.7	-0.6 ± 0.2
[3]	2, 5 Avr 2007	HST / NICMOS	1.45, 1.7	$-0.7 \pm 0.2, -1 \pm 0.3^\ddagger$
[4,5]	4 Avr 2007	VLT / NACO, VISIR	3.8, 11.8	> -1
[6]	29 Avr 2005	Keck / OSIRIS	2.02–2.38	-2.6 ± 0.9
[7]	18 Jun 2005	VLT / SINFONI	2–2.45	$-(0.6-1.3) \pm 0.2^\ddagger$
[8]	15, 17 Jul 2004	VLT / SINFONI	1.7–2.45	-4 ± 1
[9]	26 Jul 2004	Keck / NIRC2	2.1, 3.8	-0.5 ± 0.3

^a Références : [1] Ce travail, [2] Hornstein et al. (2007), [3] Yusef-Zadeh et al. (2009), [4] Dodds-Eden et al. (2009), [5] Trap et al. (2010), [6] Krabbe et al. (2006), [7] Gillessen et al. (2006), [8] Eisenhauer et al. (2005), [9] Ghez et al. (2005).

^b α est défini par $F_{\nu} \propto \nu^\alpha$. ‡ indique quand une corrélation entre le flux et l'indice spectral a été mesurée. Dans le cas de Yusef-Zadeh et al. (2009), seuls les flares les plus brillants sont reportés.

6.5 Modélisation

Dans un premier temps, je vais rappeler le principe du modèle d'expansion de plasmioïde échauffé par van der Laan (1966). Je tâcherai ensuite d'appliquer ce scénario à l'interprétation des courbes de lumière des Flares A/A'. Pour terminer, je discuterai la SED du Flare B en réutilisant les idées développées dans la partie modélisation du chapitre sur la campagne 2007 (§ 5.3.2). On pourra consulter le § 5.3.1 pour se remémorer les propriétés des rayonnements non-thermiques synchrotron et Compton inverse qui vont sous-tendre cette section.

6.5.1 Rappels sur le modèle d'expansion

En poursuivant les idées de Shklovskii (1960) mises à profit dans l'expansion des vestiges de supernovae, van der Laan (1966) a conçu un modèle basé sur l'expansion adiabatique d'un plasmioïde pour élucider la variabilité des sources radio extragalactiques alors à peine découvertes. Depuis cette époque, ce modèle a été massivement utilisé pour décrire les éjections discrètes des AGN et des microquasars. Au cours des cinq dernières années, plusieurs groupes ont aussi appliqué à répétition la proposition de van der Laan à Sgr A*, dans le contexte de la variabilité radio (des ondes centimétriques aux ondes submillimétriques), souvent observée à la suite des éruptions X/NIR (e.g. Yusef-Zadeh et al. 2006b, Eckart et al. 2006a et les autres références listées dans la Table 6.3). Cet emploi d'un scénario d'expansion pour Sgr A*, au cours duquel un plasmioïde transite d'un régime optiquement épais à un régime optiquement mince (voir ci-après), est en effet motivé par :

- les délais séparant les flares X/NIR des flares submm (Tab. 6.3) ou flares cm–mm (Yusef-Zadeh et al. 2009, Kunneriath et al. 2008) ;
- les délais entre différentes bandes radio à l'intérieur d'un même flare (Yusef-Zadeh et al. 2006b) ;
- l'accroissement de polarisation linéaire à mesure que les flares submm s'approchent de leur maximum (Marrone et al. 2008) et la rotation de l'angle de polarisation au maximum (Meyer et al. 2006a) (voir aussi Agol 2000 pour la physique de la polarisation à la transition optiquement épais → optiquement mince) ;
- la similarité entre les échelles de temps en X/NIR et en (sub)mm, qui suggère que les pertes d'énergie ne sont pas dominées par le refroidissement radiatif mais peut-être par les pertes par expansion adiabatique¹¹¹.

J'ai représenté l'essence du modèle de van der Laan (1966) en Figure 6.11. (Y sont aussi spécifiées les positions respectives initiales des bandes spectrales usitées dans ce travail.) Schématiquement, une boule de plasma de rayon initial R_0 est remplie par des électrons relativistes de densité volumique uniforme, n_e , et distribués en loi de puissance énergétique :

$$\frac{dn_e}{d\gamma} = k_e \gamma^{-p} \quad \text{pour} \quad \gamma_{\min} \leq \gamma \leq \gamma_{\max} . \quad (6.3)$$

A l'intérieur de ce plasmioïde règne un champ magnétique initial B_0 , ce qui suscite un rayonnement synchrotron initial composé de deux lois de puissance connectées (Fig. 6.11, panneau du milieu, courbe rouge). En dessous de la fréquence d'auto-absorption synchrotron initiale, ν_0 , qui, d'après Gould (1979), obéit à

$$\nu_0 \propto (R_0 k_e)^{2/(p+4)} B_0^{(p+2)/(p+4)} \quad (6.4)$$

et à laquelle la densité de flux atteint sa valeur maximale F_0 , le spectre est optiquement épais ($F_\nu \propto \nu^{5/2}$). Pour $\nu > \nu_0$, le spectre est optiquement mince ($F_\nu \propto \nu^{(1-p)/2}$) et se brise exponentiellement à une fréquence proportionnelle au produit $\gamma_{\max}^2 B_0$. A mesure que le rayon R

¹¹¹ Le refroidissement radiatif peut aussi affecter le modèle d'expansion dans le domaine millimétrique comme l'ont analysé Li et al. (2009).

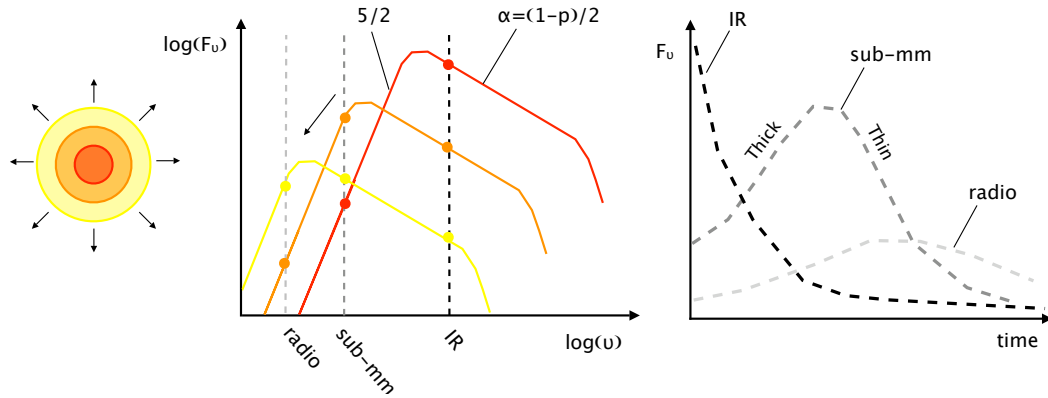


Figure 6.11 — Schéma du modèle de van der Laan (1966). A mesure que le plasma s'étend (*gauche*), son spectre converge la même forme mais se translate vers les basses fréquences et bas flux (*milieu*). En traçant des courbes de lumières à différentes fréquences, on aperçoit des montées en régime optiquement épais et des descentes en régime optiquement mince, dont les maxima sont retardés dans le temps (*droite*).

s'agrandit, du fait d'une expansion adiabatique, le flux magnétique se conserve ($B \propto R^{-2}$), les électrons refroidissent ($\gamma \propto R^{-1}$, équation [4] des pertes par expansion de Shklovskii 1960) et le nombre total de particules se conserve ($n_e \propto R^{-3}$). En conséquence, le spectre synchrotron global est traduit vers les plus basses fréquences et les plus bas flux, comme indiqué sur le panneau du milieu de la Fig. 6.11. Si la source est observée dans une bande où elle est optiquement mince dès le début, alors elle restera dans ce régime et le flux ne fera que s'estomper par la suite (Fig. 6.11, panneau de droite, courbe en pointillés noirs). A contrario, si la source est initialement observée à une fréquence optiquement épaisse, alors le flux va croître jusqu'à temps que la source devienne transparente et commence à décliner en régime mince (Fig. 6.11, panneau de droite, courbes en pointillés gris sombres et clairs). Ceci occasionne un délai dépendant de la longueur d'onde entre les pics des courbes de lumière observées à différentes fréquences. La dépendance de F_ν avec R est donnée par :

$$F_\nu = F_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{5/2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^3 \frac{1 - \exp(-\tau_\nu)}{1 - \exp(-\tau_0)} \quad (6.5)$$

où l'épaisseur optique du plasma, τ_ν , dépend également de R selon l'équation :

$$\tau_\nu = \tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-(p+4)/2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-(2p+3)}, \quad (6.6)$$

et où l'épaisseur optique τ_0 à la fréquence ν_0 est fixée par une condition de maximisation de F_ν du type $[\partial_\nu F_\nu(\nu_0, t) = 0]$, c'est-à-dire :

$$\exp(\tau_0) - \tau_0 \frac{(p+4)}{5} - 1 = 0. \quad (6.7)$$

Il existe une autre convention, notamment employée par Yusef-Zadeh et al. (2006b), qui consiste à supposer $[\partial_t F_\nu(\nu_0, t) = 0]$ ou bien :

$$\exp(\tau_0) - \tau_0 \left(\frac{2p}{3} + 1 \right) - 1 = 0. \quad (6.8)$$

Il s'agit d'équations implicites pour la variable τ_0 que j'ai résolues graphiquement et dont les solutions figurent dans la Table 6.5. Nous retiendrons uniquement la première convention dans

Table 6.5 — Solutions des équations 6.7 et 6.8.

p	τ_0 [$\partial_\nu F_\nu$]	τ_0 [$\partial_t F_\nu$]
1	0	0.9439
1.5	0.1775	1.2535
2	0.3461	1.5077
2.5	0.5029	1.7192
3	0.6346	1.9035
3.5	0.7585	2.0625
4	0.8735	2.2071
4.5	0.9793	2.3348
5	1.0772	2.4519

la suite. En outre, nous adopterons une vitesse d'expansion, V_{exp} , constante, si bien que :

$$R(t) = R_0 + V_{\text{exp}}(t - t_0) , \quad (6.9)$$

avec t_0 la date de début de l'expansion. Il est à noter que les maxima des courbes de lumière résultant de la transition optiquement épais \rightarrow optiquement mince à deux fréquences différentes, ν_1 et ν_2 , suivent la loi :

$$\frac{F_{\nu_1}^{\text{pic}}}{F_{\nu_2}^{\text{pic}}} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{(7p+3)/(4p+6)} , \quad (6.10)$$

ce qui permet de déduire p , à condition d'observer au moins deux courbes de lumière de ce type.

6.5.2 Modèles pour le Flare A

Pour tester le modèle de van der Laan (1966) sur nos données multi-longueurs d'onde du 1^{er} avril 2009, je propose ci-dessous trois scénarii (I, II et III) avec différentes valeurs pour les paramètres (p , R_0 , ν_0 , F_0 , V_{exp} , t_0 , Cf. Tab. 6.6). La validité du modèle sera évaluée non seulement temporellement mais aussi spectralement. Je calculerai ainsi le spectre synchrotron initial avec des valeurs particulières de γ_{min} , γ_{max} , B_0 et n_e (Tab. 6.6), et considérerai l'émission SSC qui y sera mécaniquement rattachée, en utilisant le formalisme de Krawczynski et al. (2004) (voir § 5.3). Dans tous les cas de figure, l'émission NIR sera supposée optiquement mince et, ainsi, $\nu_{\text{submm}} < \nu_0 < \nu_{\text{NIR}}$ (Fig. 6.11, milieu). En effet, d'une part, la contrepartie NIR de Sgr A* est connue pour sa forte polarisation linéaire et, d'autre part, si elle était optiquement épaisse, alors le modèle d'expansion prédirait un flux au pic submillimétrique inférieur à celui au pic en NIR (Eq. 6.10 et Fig. 6.11, droite), ce qui serait incompatible avec nos données.

Modèle I

Le scénario qui requiert le moins d'ingrédients pour accommoder les courbes de lumière NIR, X et submm, toutes à la fois, est un plasmioïde produisant les X et le NIR, initialement, via du synchrotron et du SSC, respectivement. Puis, à mesure que ce plasmioïde enfle, le flare X/NIR décline tandis que le flare submm commence à apparaître. Etant donné le grand écart entre les flux NIR et submillimétriques, ce modèle demande une distribution en loi de puissance très raide ($p = 5$)¹¹² et un flux maximal à la fréquence SSA assez haut ($F_0 = 22$ Jy). Les autres paramètres ont été choisis de sorte à respecter la contrainte sur la taille du flare ($R_0 < 10 R_S$) et

¹¹²On ne peut pas déduire p de l'équation 6.10, car il nous faudrait une autre bande en submm ou en radio.

Table 6.6 — Paramètres des modèles d’ajustement des Flares A et B.

Paramètre	Flare A			Flare B		
	Modèle I	Modèle II	Modèle III	SSC 1	SSC 2	SB
p	5	2	2	2	2.4	2.4–3.4
$R_0 [R_S]$	1	1	1	1	1	1
ν_0 [Hz]	2×10^{12}	2×10^{12}	2×10^{12}
F_0 [Jy]	22	9	17
$V_{\text{exp}} [c]$	0.0017	0.0017	0.005
t_0 [min]	445	445	588
γ_{min}	20	1	1	1	1	1
γ_{max}	2×10^3	100	100	1×10^4	2×10^4	6×10^5
γ_{br}	9×10^2
B_0 [G]	90	100	100	2	5	21
$n_e [\text{cm}^{-3}]$	1×10^9	2×10^9	3×10^9	1×10^9	6×10^9	5×10^8

les idées essentielles du modèle de van der Laan (1966) ($v_{\text{min}}^{\text{sync}} < \nu_0$ où $v_{\text{min}}^{\text{sync}} \propto \gamma_{\text{min}}^2 v_{\text{cycl}}$ et v_{cycl} est définie à l’Eq. 5.7). Les panneaux du haut et du milieu de la Figure 6.12 montrent que les échelles de temps caractéristiques des Flares A/A’ peuvent ainsi être globalement reproduites et le panneau du bas, que les contraintes imposées par la SED initiales sont satisfaites. Cela étant, ce spectre initial NIR, très mous, contredit les mesures de α opérées avec le Flare B (§ 6.4) et excède la limite supérieure MIR obtenue avec l’instrument *VLT/VISIR* en avril 2007 (§ 5.2.3) par un facteur ~ 4 . C’est pourquoi je réprovoce ce modèle I, sans toutefois pouvoir l’exclure catégoriquement, étant donnée notre absence d’information spectrale infrarouge sur le Flare A.

Modèle II

Je fais désormais l’hypothèse que les Flares A et A’ ne sont plus connectés d’un point de vue spectral par la même loi de puissance synchrotron, et que le Flare A agit seulement comme un déclencheur de l’expansion d’un plasmioïde qui donnera lieu, in fine, au Flare A’. L’indice de la loi de puissance synchrotron peut ainsi être choisie plus dure ($p = 2$) et on peut jouer sur le couple de paramètres (γ_{max}, B_0) afin que le spectre initial du plasmioïde se brise exponentiellement dans l’infrarouge lointain. Avec les paramètres listés en troisième colonne du Tableau 6.6, l’émission SSC du plasmioïde n’affecte aucune partie observable du spectre de Sgr A* (Fig. 6.13, panneau du bas). Les courbes de lumière prédites à $870 \mu\text{m}$ et 3 mm sont tracées sur le panneau du haut de la Figure 6.13 et suivent, une fois de plus, les échelles de temps du Flare A’. Seulement, le temps relativement long entre t_0 (supposé au début du flare NIR) et le pic submm, rend difficile l’obtention d’une courbe de lumière étroite et piquée à $870 \mu\text{m}$.

Modèle III

Finalement, en utilisant pratiquement les mêmes paramètres que dans le modèle II, mais en permettant au temps auquel l’expansion est initiée d’être reporté 140 min après le flare NIR, on obtient un bien meilleur ajustement de la courbe de lumière *APEX* comparé au modèle II (Fig. 6.14, haut). Je favorise donc ce modèle sur les deux autres. Il pourra être testé à l’avenir par des observations radio, car il prédit par exemple à 3 mm un flare retardé distinctif culminant à 0.6 Jy vers 350 min après l’apogée du flare NIR/X. S’agissant du retard à l’expansion qu’envisage ce scénario, bien qu’il paraisse ad hoc à ce stade, il peut être physiquement motivé dans le cadre d’un phénomène du type « éjection de masse coronale ». La forte viscosité dans la région

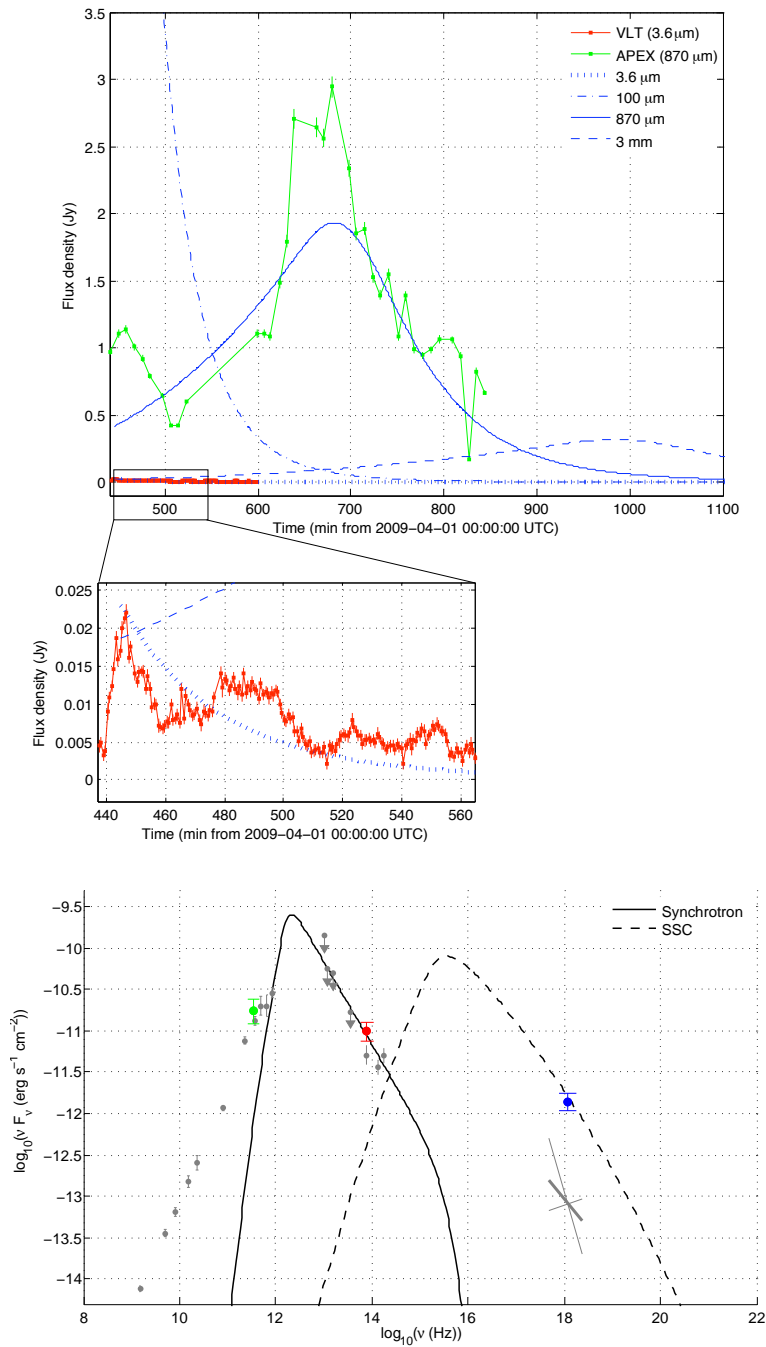


Figure 6.12 — (Haut) Courbes de lumière APEX et VLT tracées sur la même échelle de flux. Les prédictions théoriques du modèle I pour plusieurs longueurs d'onde sont données par les courbes en bleu. (Milieu) Gros plan sur les données du VLT. (Bas) Les courbes noires (synchrotron et SSC) présentent la SED *initiale* du plasmaïde dans le modèle I. Elles épousent simultanément les données X et NIR (en rouge et bleu respectivement) du Flare A. Le pic du flare submm (non-simultané avec les données X/NIR) est indiqué en vert pour information. (A mesure que l'expansion se déroule, le spectre synchrotron va se décaler vers les basses fréquences pour s'ajuster à ce point submm ~ 200 min plus tard.) Les références des données de la quiescence en gris clair sont données en légende de la Figure 4.8.

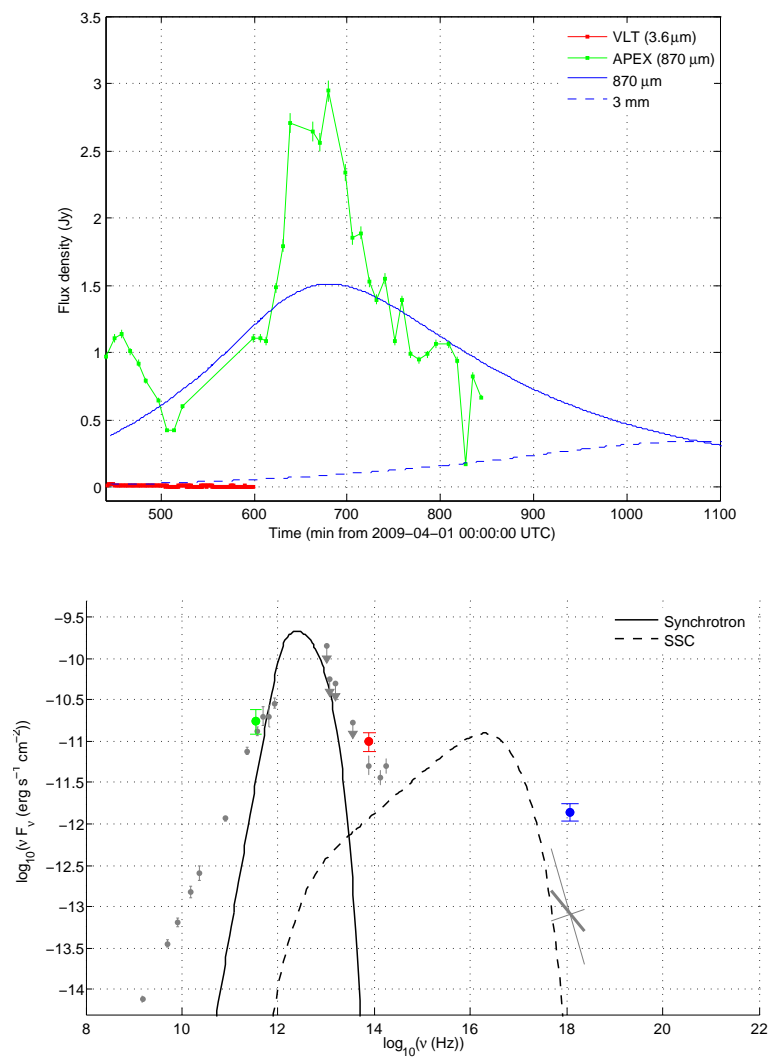


Figure 6.13 — Courbes de lumière et SED du modèle II (Cf. légende Fig. 6.12). Il faut noter que, par construction du modèle (Cf. texte), le spectre initial du plasma (en noir) ne s’ajuste pas aux données X/NIR.

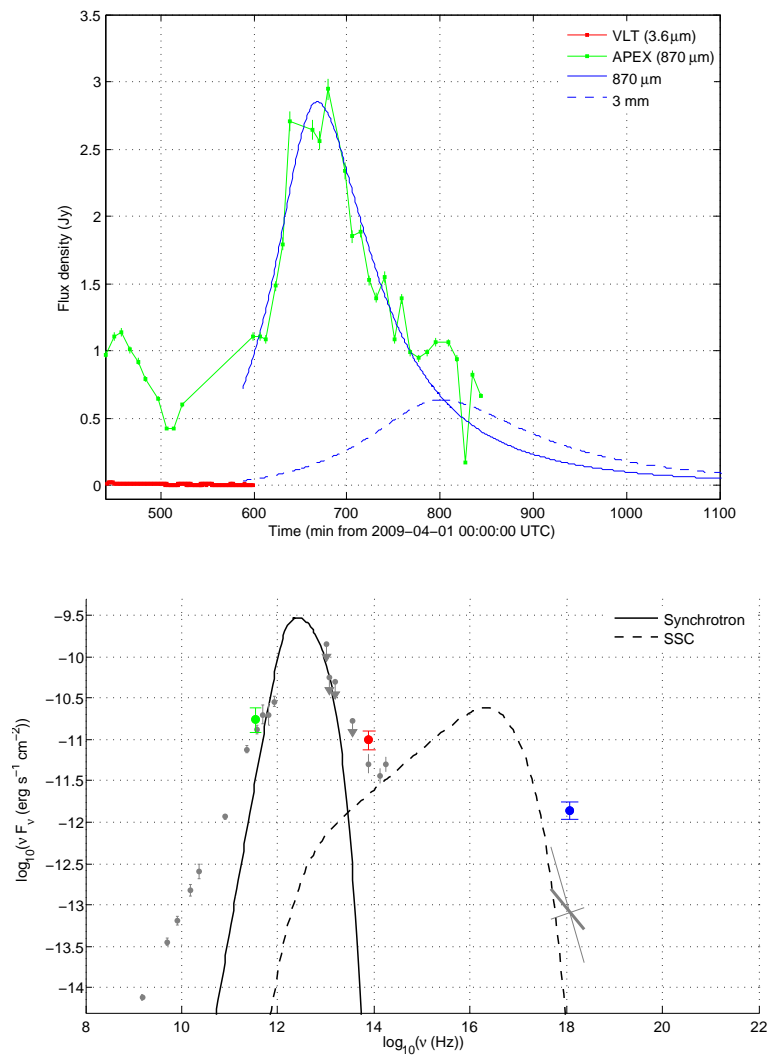


Figure 6.14 — Courbes de lumière et SED du modèle III (Cf. légende Fig. 6.12). NB : le spectre initial du plasmöide n'est simultané ni avec les points X/NIR, ni avec le point submm (Cf. texte); ces derniers sont tracés uniquement pour référence.

initiale du flare pourrait bloquer une expansion initiale, le temps qu'une partie des particules accélérées soient advectées vers les régions externes du flot d'accrétion. Cela se produirait en l'espace de ~ 200 min, comme l'ont suggéré indépendamment Dodds-Eden et al. (2010).

Discussion

Dans tous les cas de figure exposés ci-dessus, nous avons utilisé $R_0 = R_S$. Puisque les formules 6.5 et 6.6 ne font intervenir que le rapport R/R_0 , il se fait que nous aurions obtenu exactement les mêmes courbes de lumière théoriques en multipliant la valeur de R_0 par n'importe quel facteur x , pourvu que la valeur de la vitesse V_{exp} ait été multipliée par le même x . Dans la mesure où $10 R_S$ est une limite supérieure sur la taille de la région éruptive, nous pouvons déduire que la vitesse d'expansion maximale requise est de $0.05 c$, ce qui est cohérent avec les autres vitesses d'expansion sub-relativistes trouvées antérieurement par d'autres groupes (Yusef-Zadeh et al. 2008, Eckart et al. 2008b, 2009). Incidemment, cela signifie que le plasmöide ne peut pas s'extirper de l'influence gravitationnelle du trou noir, sauf s'il est animé

d'un mouvement d'ensemble relativiste, à l'intérieur d'un jet collimaté par exemple (Falcke et al. 2009, Maitra et al. 2009)¹¹³.

La paramétrisation présentée ici se compare aisément avec les précédents travaux qui ont exploré des fenêtres spectrales analogues (Eckart et al. 2008b, 2009), même si je n'ai eu recours qu'à un seul plasmôïde, contrairement aux scénarii multi-composantes requis dans ces travaux. Un de nos résultats principaux est que la forme la plus simple de modèle d'expansion adiabatique (modèle I) est inadéquate pour ajuster toutes nos données NIR/submm/X d'un seul coup. Ainsi, je préfère un modèle d'expansion dans lequel le flare X/NIR et le flare submm ne sont pas initiés par la même population de particules. Ceci est en contradiction avec l'étude de Eckart et al. (2008b) dans laquelle les modèles similaires au modèle I sont généralement favorisés. Je note en particulier que le « modèle BI » de Eckart et al. (2008b) viole notre limite supérieure MIR sur Sgr A*, de même que le « modèle AB $\alpha\phi$ 3 » dans Eckart et al. (2009), en dépit d'une coupe exponentielle NIR invoquée pour éviter la surproduction d'émission NIR.

Je remarque également qu'une conclusion similaire à celle à laquelle j'ai aboutie—déconnectant les portions NIR et radio du spectre dans le contexte du modèle de van der Laan (1966)—a été formulée par Mirabel et al. (1998) à la suite de l'étude d'éjections discrètes du microquasar GRS 1915+105.

Les modèles d'expansions rendant compte des éruptions submillimétriques de Sgr A* doivent présenter deux signatures révélatrices : (i) des indices spectraux dans le régime (sub)mm indiquant une évolution d'un régime épais vers un régime mince au cours d'un flare, et (ii) des flux très élevés en FIR (100–300 μ m). Les observations du noyau Galactique qui seront menées dans un futur proche par le satellite *Herschel* et l'avion *SOFIA* permettront peut-être de vérifier ces prédictions.

6.5.3 Modèles pour le Flare B

Même si les flares NIR et submm sont certainement non-reliés comme nous venons de le voir, les flares NIR et X dérivent clairement des mêmes particules étant donnée leur simultanéité. Beaucoup de développements théoriques ont fait appel à une combinaison de processus synchrotron et Compton inverse dans différentes régions du flow d'accrétion et/ou d'éjection (Markoff et al. 2001, 2007, Liu and Melia 2002, Liu et al. 2004, 2006ab, Slyph 2008, Yuan et al. 2003, 2004).

J'analyse ici le Flare B (pour lequel nous possédons des renseignements spectraux en infra-rouge) dans le cadre d'émissions synchrotron + SSC. Dans la mesure où nous ne connaissons pas le spectre X de cette éruption, je propose trois modèles (Cf. Table 6.6) pour ajuster la SED de ce soubresaut, ayant chacun une pente X soit dure (SSC 1), soit intermédiaire (SSC 2), soit molle (SB). Les spectres résultants sont tracés sur la Figure 6.15. Dans ces trois modèles, le flare NIR est dû à une émission synchrotron. Pour SSC 1 et SSC 2, le flare X procède d'un rayonnement synchrotron self-Compton. Il s'agit de la configuration la plus couramment usitée dans la littérature. Elle présente notamment l'avantage de pouvoir expliquer la dispersion des rapports F^X/F^{NIR} (Fig. 6.9) par des variations dans le produit $n_e R$ (Marrone et al. 2008). Cependant, si la pente X est molle, comme ce fut le cas du Flare 2 en avril 2007 (Flare C dans le Tableau 6.2), alors la modélisation SSC ne tient plus, car elle requiert un champ magnétique démesuré de l'ordre de 1000 G (§ 5.3.2). Comme nous l'avons montré au Chap. 5, un spectre synchrotron large bande (SB) avec une cassure à la fréquence ν_{br} (Eq. 5.27), liée au refroidissement radiatif et à l'échappement des particules, peut donner lieu à un spectre X mou. De nouvelles observations de spectres à la fois en X et en NIR seront nécessaires pour décider entre ces différentes alternatives.

¹¹³ Le lecteur intéressé par un traitement relativiste du modèle de van der Laan (quand $V_{\text{exp}} \rightarrow c$) pourra se reporter à l'article de Rees (1967).

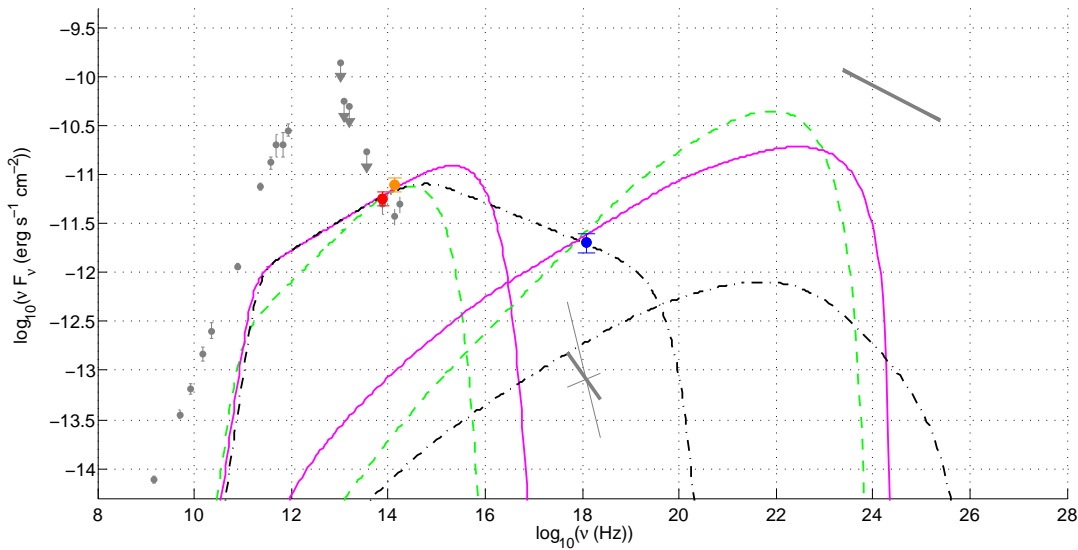


Figure 6.15 — SED du Flare B. Les flux au pic des bandes L' , K_s et X sont représentés en rouge, orange et bleu, respectivement. Les barres d'erreur NIR tiennent compte de l'incertitude sur la correction d'extinction. Le spectre 1–100 GeV de 1FGL J1745.6–2900c est indiqué en gris foncé et les modèles SSC 1, SSC 2, SB correspondent aux courbes vertes, magenta et noires, respectivement.

Remarquons en Figure 6.15 que ces spectres théoriques sont tous bien en-dessous du spectre 1–100 GeV de 1FGL J1745.6–2900c, ce qui est en parfait accord avec la non-détection reportée au § 6.3.4. Au cours de cette étude est paru un article par Kusunose and Takahara (2011) qui ont modélisé l'évolution temporelle de scénarii purement synchrotron (SB) pour les flares X/NIR de Sgr A* (en s'appuyant, d'ailleurs, sur nos données d'avril 2007). Ces auteurs ont ainsi prédit qu'une contrepartie SSC pourrait être observable avec *Fermi* dans une classe spécifique de modèles où le ratio de l'énergie magnétique sur l'énergie des particules est faible. Nous avons montré ici qu'il n'y avait pas eu d'excès au GeV pendant le Flare B, mais il faut reconnaître que, compte tenu de notre faible statistique, nous n'avons pu contraindre la présence d'un éventuel flare gamma qu'à un flux inférieur à quelques 10^{-8} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$, alors que leur scénario induit un flux maximum de seulement $\sim 2 \times 10^{-11}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. Excepté un événement extraordinairement brillant, il est fort probable que ces modèles ne pourront pas être testés par les données *Fermi*.

6.6 Résumé

Seule une poignée d'événements éruptifs a été observée sur un vaste domaine de longueurs d'onde jusqu'à présent. Ici, j'ai annoncé la détection de deux nouveaux flares X/NIR, une forte éruption submillimétrique potentiellement associée avec l'un d'entre eux, et leur non-détection en rayons gamma au GeV. Ces données m'ont permis d'approfondir la caractérisation de la variabilité de Sgr A* et de tester les mécanismes radiatifs non-thermiques usuellement employés pour décrire la physique des phénomènes éruptifs.

Un des deux flares (le Flare B) a été suivi par le *VLT* dans deux bandes NIR, faisant la démonstration de la faisabilité de la méthode d'alternance des filtres pour mesurer la couleur de Sgr A* via NACO. Le spectre ainsi obtenu est compatible avec un indice de loi de puissance $\alpha = -0.4 \pm 0.3$ ($F_\nu \propto \nu^\alpha$), c'est-à-dire un spectre bleu ($\beta > 0$ with $\nu F_\nu \propto \nu^\beta$), impliquant que les flares NIR procèdent d'une population de particules différente de celle qui régit la bosse submillimétrique du spectre quiescent. Pour ce flare, j'ai pu vérifier qu'aucune variation

corrélée au GeV de la source du centre Galactique n'était détectable.

L'autre flare X/NIR (le Flare A) a été suivi par un puissant flare submm (le Flare A'). J'en ai profité pour tester le modèle d'expansion adiabatique, souvent invoqué pour rendre compte des délais de variabilité à grandes longueurs d'onde. Dans ce contexte, j'ai trouvé qu'il était difficile de relier les événements NIR et submm par le même plasmöide synchrotron, dans la mesure où cela nécessiterait une pente spectrale infrarouge extrêmement raide (molle) au regard des autres flares du même type. Même en supposant que le flare X/NIR n'a agit qu'en déclencheur de l'expansion d'un plasmöide, le long délai entre les pics NIR/X et submm conduit à un étalement trop important de la courbe de lumière submillimétrique théorique. En revanche, je suggère qu'un plasmöide pourrait toujours sous-tendre la courbe de lumière du flare submm, sous réserve qu'il débute son expansion environ 2 h après l'éruption X/NIR. Les scénarii à base d'expansion de plasmöide prédisant des courbes de lumières précises en radio et un flux élevé en infrarouge lointain, les futures observations de *Herschel* et *SOFIA* permettront sans doute de contraindre efficacement les paramètres. Par ailleurs, il faut espérer que les prochaines observations de la source en VLBI submillimétriques mettront, directement, le scénario d'expansion à l'épreuve par des mesures d'extensions spatiales (Doeleman et al. 2009).

TROISIÈME PARTIE

Les Sursauteurs X

Chapitre – 7

Introduction aux sursauteurs X

Sommaire

7.1	Introduction	143
7.2	Quelques éléments d’histoire	145
7.3	Phénoménologie	146
7.4	Les réactions nucléaires explosives	149
7.5	Motivations	153
7.6	Cette thèse	154

DANS ce chapitre, je passerai en revue les propriétés observationnelles des sursauteurs X Galactiques, ainsi que la théorie des sursauts de type I. Je mettrai l’accent, en particulier, sur les régimes de fusion nucléaire prétendument à l’œuvre lors des sursauts. Dans la littérature, il existe déjà deux revues très complètes sur le sujet. La première par Lewin et al. (1993) détaille, entre autre, les aspects historiques du domaine et donne un aperçu de tous les sursauteurs connus dans les années 90. La seconde, plus récente, par Strohmayer and Bildsten (2006), insiste davantage sur les résultats obtenus par les satellites *RXTE* et *BeppoSAX* pendant la décennie 1996–2006.

7.1 Introduction

On estime qu’au moins un tiers des étoiles de la Galaxie sont des étoiles doubles (Egret et al. 2001), dont certaines sont suffisamment resserrées pour qu’il y ait transfert matière entre les deux composantes (Hameury 2001). On parle alors de « binaires semi-détachées » et leur classification dépend de la nature de l’étoile accrétante. Dans le cas où cette dernière est une étoile à neutrons (§ 1.3) où un trou noir stellaire (§ 1.1.3), et dans le cas où l’étoile compagnon possède une masse inférieure à une masse solaire, on dit qu’on a affaire à une binaire X de faible masse (LMXB, Lewin et al. 1997, 2006). Dans le catalogue récent de Liu et al. (2007), on compte 187 de ces objets dans la Voie Lactée. Il s’agit de systèmes âgés (vieux d’au moins un milliard d’années), distribués préférentiellement dans le bulbe Galactique et les amas globulaires. Dans la suite, nous allons nous intéresser à la famille des LMXB dans laquelle l’accréteur est une étoile à neutrons. Etant donné l’âge du système, le champ magnétique de cette dernière est généralement relativement modeste ($< 10^9$ G). On trouve donc peu de pulsars jeunes dans cette

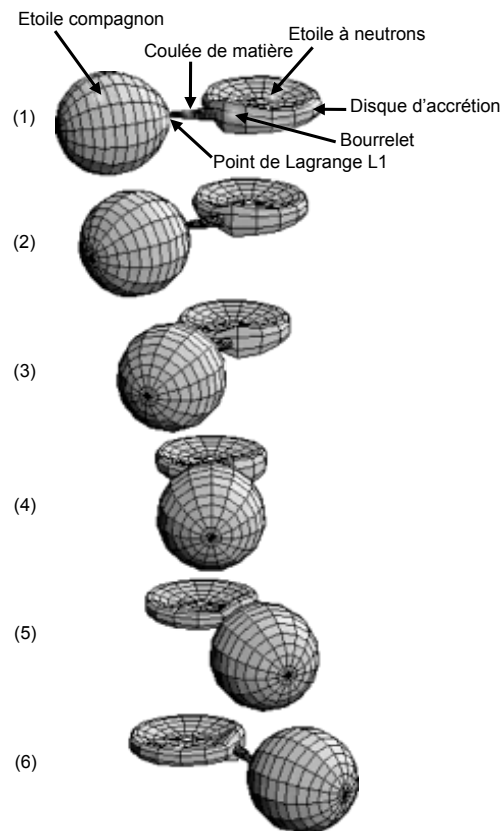


Figure 7.1 — Schémas d'une binaire X de faible masse à différentes phases de son orbite. (A cette échelle, l'étoile à neutrons n'est pas plus grande qu'un point au centre du disque d'accrétion.)

classe de binaires X, même si l'on y rencontre des pulsars rapides qui ont très certainement été « recyclés » par accrétion (Radhakrishnan 1992, Falanga 2008c).

Les périodes orbitales typiques de ces systèmes sont de 0.01–100 jours, pour des séparations de 0.001–1 UA. Dans ces conditions, l'étoile de faible masse peut déborder son lobe de Roche et perdre une partie de sa matière via le premier point de Lagrange, en direction de l'objet compact. Du fait de son fort moment angulaire, cette coulée de gaz se circularise autour de l'étoile à neutrons pour former un disque d'accrétion, dont le maximum de l'émission thermique tombe dans la bande des rayons X (Fig. 7.1). Mais cette configuration n'est pas stable. En effet, une large fraction ($\sim 55\%$) des LMXB sont transitoires (Soft X-ray Transients, SXT), ce qui signifie qu'elles affichent des éruptions X de temps à autres, pouvant durer de quelques semaines à quelques mois. Au cours de ces épisodes, les sources augmentent leur luminosité par un facteur > 100 vis-à-vis de leur état quiescent, souvent trop faible pour être détecté par nos instruments ($\leq 10^{32-33}$ erg s $^{-1}$). On distingue traditionnellement trois catégories de transitoires en se basant sur leur luminosité dans la bande 2–10 keV : les transitoires brillantes (10^{37-38} erg s $^{-1}$), faibles (10^{36-37} erg s $^{-1}$) et très faibles (10^{34-36} erg s $^{-1}$) (e.g. Wijmands et al. 2006). En particulier, les transitoires faibles, dont il sera question dans les prochains chapitres, ont été reconnues comme un groupe à part entière grâce aux observations de *BeppoSAX* (Heise et al. 1999). Tout comme pour les autres transitoires, les éruptions des transitoires faibles peuvent être expliquées par le modèle classique d'instabilité du disque (Disk Instability Model, DIM) (une instabilité thermique et visqueuse liée à l'état d'ionisation du disque, King and Ritter 1998, Lasota 2001) dès l'instant que leur période orbitale se trouvent entre 80 et 120 min (King 2000).

Qu'advient-il de la matière accrétée par l'étoile à neutrons ? D'une part, contrairement aux trous noirs, les étoiles à neutrons présentent une surface solide. D'autre part, le champ magnétique de l'étoile à neutrons est relativement faible dans les LMXB. En conséquence, le mélange d'hydrogène et d'hélium du disque se dépose à la surface de l'étoile à neutrons (l'atmosphère), en une couche de ~ 10 m d'épaisseur (Fig. 1.6). Comme nous le verrons dans les prochains paragraphes, les conditions de température et de pression qui règnent dans cette enveloppe peuvent facilement conduire à un emballement thermonucléaire relâchant un flash de rayons X. C'est le modèle qui fait aujourd'hui l'unanimité pour interpréter les sursauts X observés dans les courbes de lumière de ces systèmes, alors appelés « sursauteurs X ».

7.2 Quelques éléments d'histoire

« Ceux qui sont incapables de se souvenir du passé sont condamnés à le répéter. »

— Georges SANTAYANA

Une quinzaine d'année après les débuts de l'astronomie X avec la détection de la première LMXB, Sco X–1 (Giacconi et al. 1962, § 3.6), deux groupes indépendants ont annoncé la découverte de sursauts X en provenance de régions Galactiques. D'un côté, Grindlay et al. (1976) ont détecté deux sursauts X émanant de la binaire Sgr X–4 (ou 3U 1820–30) localisée à l'intérieur de l'amas globulaire NGC 6624 (Fig. 7.2) avec le satellite *ANS* (*Astronomical Netherlands Satellite*). Mais en réalité, d'un autre côté, des scientifiques de Los Alamos avaient déjà enregistré une vingtaine de sursauts X depuis 1969, dont 10 en provenance de la région de Norma, avec les scintillateurs de basse énergie du couple de satellites militaires espions *Vela-5A* et *B*. Ce n'est qu'une fois l'information déclassée que Belian et al. (1976) ont pu la divulguer. La découverte des sursauts X s'est donc confondue avec celle des sursauts gamma par les mêmes satellites *Vela* (Klebesadel et al. 1973) sur fond de Guerre froide. Ces deux types de sursauts

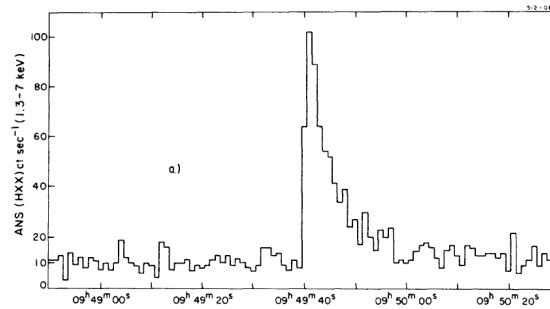


Figure 7.2 — Profil temporel du sursaut X du 28 septembre 1975, i.e. l'un des tous premiers jamais observés. Le pas de temps de la courbe de lumière est de 1 s. Extrait de Grindlay et al. (1976).

ont été clairement distingués dès le début par la forme de leur spectres (Fig. 7.3), les sursauts X étant significativement plus mous que les sursauts gamma. Toutefois, cela n'a pas empêché une certaine confusion dans la communauté après la découverte par Lewin et al. (1976) et le satellite *SAS-3* (*The Third Small Astronomy Satellite*) d'un sursauteur X, le « Rapid Burster » (ou MXB 1730–355¹¹⁴), aux propriétés atypiques comparées à celles des quelques autres sursauteurs alors connus. Dès l'année suivante, Hoffman et al. (1978) ont observé que ce Rapid Burster relâchait également des sursauts plus « normaux » et ont ainsi introduit une classification toujours en vigueur. Les sursauts X les plus abondants sont dits de type I et sont interprétés par des explosions thermonucléaires, tandis que les sursauts de type II sont beaucoup plus rares (on ne connaît que quelques sursauteurs de ce type, le Rapid Burster étant l'exemple le plus emblématique) et seraient le résultat d'une instabilité d'accrétion magnétique (Lewin et al. 1993). Nous ne considérerons que les sursauts de type I dans ce manuscrit.

D'un point de vue théorique, on peut dater le début de ce domaine de recherche à un article de Hansen and van Horn (1975), qui prédisait des instabilités thermonucléaires à la surface d'étoiles à neutrons accrétantes. De fait, très rapidement après la détection des premiers sursauts X, Woosley and Taam (1976) et Maraschi and Cavaliere (1977) ont indépendamment défendu la thèse d'explosions nucléaires ravageant la surface d'un objet compact. D'autres travaux de modélisation plus approfondis ont suivi dans la foulée, dont ceux de Joss (1977), Lamb and Lamb (1978), Taam and Picklum (1978) pour n'en citer que quelques uns (Cf. Lewin and Joss 1981, Lewin et al. 1993 pour des revues exhaustives à ce sujet).

7.3 Phénoménologie

Au dernier recensement, notre Galaxie comptait 93 sursauteurs X¹¹⁵, dont les deux tiers situés dans le bulbe. Depuis les années 70, ce sont ainsi des milliers de sursauts qui ont été émis par ces sources et captés par nos détecteurs. On pourra notamment consulter les catalogues de Cornelisse et al. (2003), Chelovekov et al. (2007) et Galloway et al. (2008) qui ont été construits à l'aide des données de *BeppoSAX*, *INTEGRAL* et *RXTE*, respectivement.

Les sursauts X présentent une riche variété d'attributs temporels. Comme on le voit sur la Figure 7.2, la morphologie classique d'un sursaut (de type I) tombe dans la catégorie « FRED » (Fast Rise Exponential Decay). Pour la plupart des événements, le temps de montée est de l'ordre de 1 s, tandis que le temps de décroissance exponentielle s'échelonne entre 10 et 100 s.

¹¹⁴MXB est une désignation introduite par Lewin et al. signifiant « Massachusetts X-ray Burster ».

¹¹⁵<http://www.sron.nl/~jeanz/bursterlist.html>

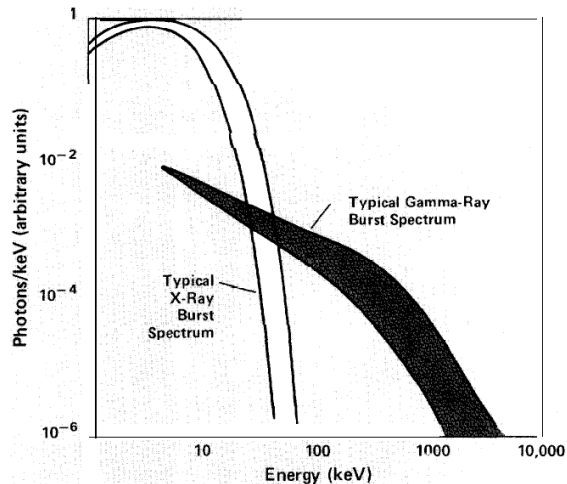


Figure 7.3 — Différences spectrales entre les sursauts X et gamma. Tiré de Klebesadel et al. (1982).

En notant F_{pic} le flux du sursaut au pic, le temps de décroissance s'exprime

$$\tau = \frac{f_b}{F_{\text{pic}}} \quad (7.1)$$

avec f_b la fluence du sursaut, qui se définit par l'énergie totale dégagée lors de l'explosion à la distance d :

$$E_b = 4\pi d^2 f_b . \quad (7.2)$$

Parfois, la montée est précédée de quelques secondes par un petit sursaut précurseur. Parfois également, pour les événements brillants et dans les bandes X les plus dures, on observe un double pic au sommet de la courbe de lumière, dont on fournira une explication plausible plus loin.

Les sursauts X sont des événements récurrents dans les courbes de lumière des LMXB. On introduit donc le temps de récurrence comme le temps qui s'écoule entre deux sursauts consécutifs. Il s'étend, typiquement, de quelques heures à quelques jours (mais uniquement quand les binaires sont en éruption). Traditionnellement, plus le flux persistant de la source est élevé et plus le temps de récurrence est faible. Cela s'interprète par le fait que, plus le flux est élevé et plus le taux d'accrétion est fort, c'est-à-dire plus le débit de matière déposée à la surface est grand. Ainsi, plus le combustible frais arrive rapidement et plus les explosions peuvent s'enchaîner à vive allure. Il est à noter que ce genre de conclusion n'a pu être affirmé que dans les années 80 grâce aux pointés d'*EXOSAT*, qui a été le premier satellite X avec une orbite très excentrique et qui donc a pu réaliser des pointés longs, non-interrompus.

Les courbes de lumière des contreparties des sursauts à basse longueur d'onde sont aussi riches d'enseignements. McClintock et al. (1979) ont trouvé un sursaut optique retardé de quelques secondes vis-à-vis d'un sursaut X, probablement issu de l'irradiation d'une partie du système par les X : le disque d'accrétion et/ou la photosphère de l'étoile compagne. Ce fut l'une des premières mesures directes de l'extension spatiale d'une LMXB : quelques secondes-lumière.

Avec le lancement de *RXTE* en 1995 ont démarré les études haute fréquence (0.1–1 kHz) des variations temporelles X dans les LMXB. Les premiers signaux de périodicité de l'ordre de la milliseconde furent repérés pendant des sursauts X de la source 4U 1728–34 (Strohmayer et al. 1996)¹¹⁶. Par la suite, des dérives de la fréquence principale de ces « bursts oscillations »

¹¹⁶Ce fut le premier « fait d'armes haute fréquence » du satellite *RXTE*.

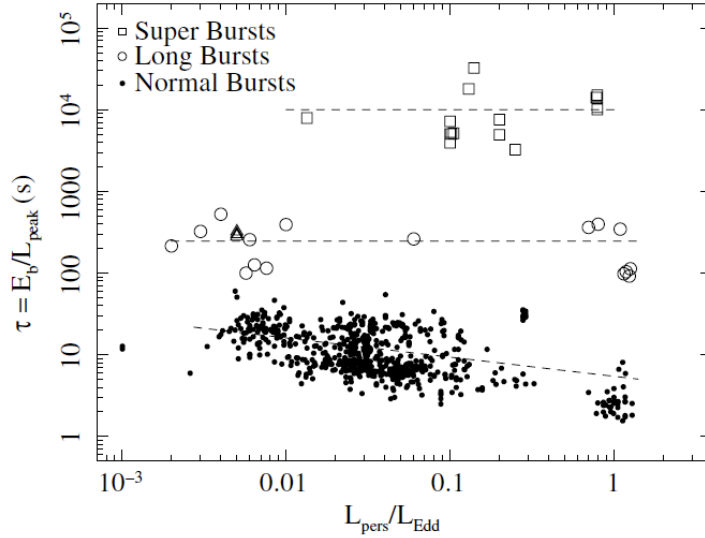


Figure 7.4 — Durées de sursauts X en fonction de la luminosité persistante. On observe 3 grandes familles : les sursauts courts, intermédiaires (ou long) et super-longs. Figure par M. Falanga et G. Trap (Falanga et al. 2008a).

ont été trouvées, donnant lieu à une riche phénoménologie (Strohmayer and Bildsten 2006). Il est aujourd’hui admis que ces fréquences élevées sont dues à la rotation rapide des étoiles à neutrons sous-jacentes, qui ont sans doute été réaccélérées par l’accrétion de matière et de moment cinétique.

Avec l’avènement de *BeppoSAX*, une nouvelle forme de sursauts X a été mise en lumière : « les sursauts super-longs » (voir Kuulkers 2004 pour une revue). D’une durée d’environ 1 h et libérant ~ 1000 fois plus d’énergie, ce sont des versions géantes des sursauts normaux dits « courts ». Ils participent certainement de la détonation d’un océan de noyaux de carbone à 10 m de profondeur sous la surface de l’étoile à neutrons (Fig. 1.6, Cumming and Bildsten 2001). Une dernière catégorie de sursauts, de durées intermédiaires (10–20 min) entre les courts et les super-longs, a vu le jour ces dernières années (Cf. Fig. 7.4 et Chap. 9).

D’un point de vue spectral, les sursauts X sont bien ajustés, à tout instant, par un spectre de corps noir de température T_{bb} , se refroidissant lors du déclin de la luminosité. Les sursauts obéissent ainsi à la loi de Stefan-Boltzmann, d’où l’on tire le rayon du corps noir (en combinant les équation 1.15 et 1.26) :

$$R_{bb} = d \sqrt{\frac{F_{bb}}{\sigma_S T_{bb}^4}} \quad (7.3)$$

avec F_{bb} le flux du corps noir et d la distance.

L’énergie typique rayonnée par un sursaut (court) est de $\sim 10^{39}$ erg. Il s’agit d’une énergie considérable¹¹⁷, mais elle n’est émise que pendant un court laps de temps et ponctuellement, si bien que, si on la moyenne et compare à l’énergie emportée par les photons du flux persistant, on tombe sur un rapport :

$$\alpha = \frac{E_{pers}}{E_b}, \quad (7.4)$$

qui est toujours voisin de 100. Ceci est proche du ratio énergie gravitationnelle sur énergie nucléaire dans ces systèmes. En effet, l’énergie gravitationnelle de la matière qui chute à la

¹¹⁷Un sursaut X équivaut à 10^{20} bombes H de 1 mégatonne, soit 10 millions de bombes H sur chaque cm^2 de l’étoile à neutrons ! Cela correspond aussi à l’énergie émise par la couronne solaire en 3000 ans.

surface de l'étoile à la neutrons est $E_{\text{grav}} = GMm_p/R \approx 200$ MeV par nucléon¹¹⁸, tandis que l'énergie nucléaire de liaison des nucléons dans un noyau d'hélium est $E_{\text{nuc}} = 0.007 m_p c^2 \approx 7$ MeV par nucléon. (Ce sont ces considérations énergétiques qui ont mis les théoriciens sur la piste des modèles thermonucléaires dès les débuts.) Bien sûr, le simple fait que les sursauts soient observables indique que la puissance des ces derniers est plus grande que la puissance de l'émission persistante. On quantifie cela par le paramètre :

$$\gamma = \frac{F_{\text{pers}}}{F_{\text{b}}}, \quad (7.5)$$

qui tourne autour de 0.01 typiquement.

On pourrait penser que—à l'instar des flash hélium dans les géantes rouges, des explosions de supernovae de type Ia ou des novae classiques—si la matière explose à la surface de l'étoile à neutrons, c'est qu'elle est dégénérée. En effet, dans un gaz dégénéré, la pression ne répond plus à la température. Ainsi un accroissement de température liée à une réaction exothermique n'engendre pas une dilatation qui permettrait de refroidir le milieu et donc réguler la réaction. A l'inverse, les réactions nucléaires dépendant de manière très sensible de la température, une augmentation de température conduit rapidement à un emballement. Il se trouve qu'il n'y a pas besoin d'invoquer, a priori, de dégénérescence quantique¹¹⁹ pour provoquer l'explosion dans les sursauts X, une « instabilité de coquille mince » (thin-shell instability, Schwarzschild and Härm 1965) suffirait à bloquer la pression.

Les simulations numériques de ces explosions montrent un soulèvement du plasma en fusion sur toute la surface de l'étoile à neutrons (Fig. 7.5). Pendant la montée du sursaut, la luminosité d'Eddington peut effectivement être atteinte, auquel cas la pression de radiation souffle violemment la matière vers le haut sur quelques km ; on parle alors d'expansion du rayon de la photosphère (Photo-Radius Expansion, PRE). Contrairement aux novae, la vitesse de libération n'est pas atteinte car $E_{\text{grav}} > E_{\text{nuc}}$. Les produits de fusion finissent donc par retomber, ce qui expliquerait le double pic dans les courbes de lumière. L'idée est que, pendant l'expansion de la photosphère, la surface radiative croît considérablement et donc la luminosité s'accroît. Dans le même temps la matière refroidit davantage et donc, même si la luminosité totale reste élevée, les hautes énergies commencent à décroître. Quand on passe sous la luminosité d'Eddington, la matière se recontracte et la température réaugmente temporairement, expliquant le second pic. In fine, il arrive que le plasma rebondisse à la surface, événement que les américains surnomment le « touchdown ».

7.4 Les réactions nucléaires explosives

La réactivation des réactions nucléaires à la surface des étoiles à neutrons des sursauteurs X montre que ces astres ne sont pas complètement morts, contrairement à ce que l'on peut penser a priori. La condition d'emballement de ces réactions est que le chauffage du milieu domine son refroidissement. La dépendance de ce dernier avec la température est $\propto T^4$. Quant à la production d'énergie (le chauffage), elle dépend de la température de manière variable selon la nature des réactions et les temps de décroissance des isotopes produits. Dans la mesure où la matière accrétée est principalement constituée d'hydrogène et d'hélium, nous allons commencer par rappeler les principales réactions qui mobilisent ces réactifs, puis nous verrons comment elles s'appliquent en pratique dans le cas des sursauts X.

¹¹⁸Un morceau de sucre qui tomberait à la surface d'une étoile à neutrons depuis l'infini serait équivalent à une explosion de bombe atomique.

¹¹⁹Certes dans l'atmosphère des étoiles à neutrons les électrons sont dégénérés, mais les noyaux ne le sont pas.

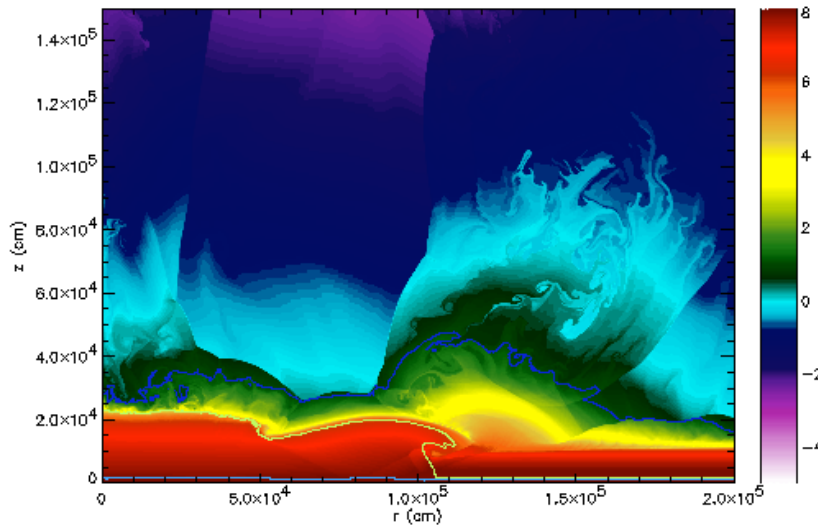


Figure 7.5 — Simulation d'une détonation d'hélium à la surface d'une étoile à neutrons, 90 μ s après la mise à feu. L'échelle de couleurs est une échelle logarithmique de densité (g cm^{-3}) et la ligne verte marque la limite entre le combustible frais et le combustible brûlé. Tiré de Zingale et al. (2001).

7.4.1 Rappels

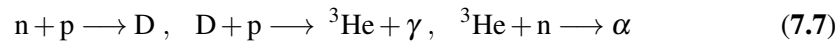
Les réactions nucléaires auxquelles nous ferons allusion par la suite sont (par ordre croissant de température) :

- La capture électronique ($T < 10^6$ K) :



Elle est dite aussi réaction « β inverse » et rentre en compétition avec la désintégration radioactive β^+ .

- Les réactions pycnonucléaires ($T < 10^6$ K) :



Elle se produisent à haute pression et faible température. Un bain d'électrons dégénérés écrantent ainsi la répulsion Coulombienne dans le réseau de noyaux, ce qui permet aux fonctions d'onde de ces derniers de se recouvrir.

- La chaîne PP ($T > 10^7$ K) :



C'est de cette chaîne (et ses ramifications) que le Soleil tire 90% de son énergie. Elle est relativement lente car elle implique des désintégrations β (les réactions régies par l'interaction faible étant plus lentes que celle régies par l'interaction forte).

- Le cycle CNO ($T > 1.6 \times 10^7$ K) :



Il met en jeu des noyaux de carbone, oxygène et azote en tant que catalyseurs. Après une première capture de proton qui convertit le ${}^{12}\text{C}$ en ${}^{13}\text{N}$, le système a le choix entre la capture d'un nouveau proton qui le mènerait vers ${}^{14}\text{O}$ ou bien la décroissance β vers le ${}^{13}\text{C}$. Le chemin suivi à cet embranchement dépend de la vitesse des deux réactions. A basse

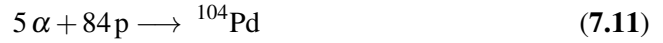
température ($T < 7 \times 10^7$ K), la capture de protons étant très lente, le système ira préférentiellement vers le ^{13}C . C'est le cycle CNO froid. Il compte pour 10% du bilan énergétique du Soleil. Le taux de réaction y dépend beaucoup de la température car la capture de proton est le facteur limitant. Inversement, à haute température ($T > 7 \times 10^7$ K), la capture l'emporte sur la décroissance et la réaction dépend peu de la température. On parle alors de CNO chaud.

- La réaction 3α ($T > 10^8$ K) :



Elle se fonde sur un processus très improbable, aidé par deux résonances providentielles, dont une engageant le niveau excité du ^{12}C à 7.7 MeV, prédit par Hoyle (1954) via l'application du principe anthropique. Le taux de réaction dépend beaucoup de la température ($\propto T^{30}$) pour $T < 4 \times 10^8$ K et moins au-delà de cette température.

- Le processus RP ($T > 10^9$ K) :



RP signifie « Rapid Protons ». Il s'agit d'un processus de nucléosynthèse au-delà du fer, qui permet de grimper la vallée de stabilité sur le flanc des noyaux riches en protons (Schatz et al. 2001). Les sursauts X sont a priori les seuls sites astrophysiques où ce processus se réalise¹²⁰.

7.4.2 Les régimes de fusion

Dès les années 80, plusieurs études théoriques ont annoncé que la combustion nucléaire de la matière accrétée dans les sursauts (H et/ou He) devait dépendre de manière critique du taux d'accrétion (Fujimoto et al. 1981, Fushiki and Lamb 1987, Bildsten 1998, Cumming and Bildsten 2000, Narayan and Heyl 2003, Peng et al. 2007, Cooper and Narayan 2007). Il doit ainsi exister plusieurs régimes de fusion différents que l'on doit pouvoir retrouver par l'observation. Dans la suite, j'utiliserai le taux d'accrétion réduit comme paramètre, $\dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}}$, où \dot{m}_{Edd} est le taux d'accrétion local à la luminosité d'Eddington (en $\text{g s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, § 1.4.2), et présenterai les régimes en faisant croître ce paramètre.

(a) $\dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 10^{-6}$

Il s'agit d'un régime de stabilité nucléaire. Pour $T \leq 10^6$ K, des captures électroniques et des réactions pycnonucléaires sont à l'œuvre. Pour $T = 10^{6-7}$ K, des réactions nucléaires peuvent s'enclencher par les chaînes PP (stables).

(b) $10^{-6} \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 0.01$

Ce régime est instable. Des explosions peuvent être amorcées par la fusion d'hydrogène via le cycle CNO froid ($10^7 \text{ K} \leq T \leq 7 \times 10^7 \text{ K}$). Or, cela implique des désintégrations β ; le temps de montée des sursauts doit donc être relativement long (~ 10 s).

Il a été montré que la suite de l'explosion dépend du taux d'accrétion exact (e.g. Peng et al. 2007). Dans la fourchette étroite $0.003 \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 0.01$, l'allumage de H ne provoque pas d'explosion de He. On peut voir cela dans le plan (T, P) ou (T, y) avec la pression :

$$P = yg \quad (7.12)$$

¹²⁰Il existe aussi une version avec des protons lents appelé « P-process », où les captures de protons sont plus lentes que les décroissances β . Les captures de neutrons lents (S-process dans les géantes rouges par exemple) ou rapides (R-process dans les explosion de supernovae) permettent aussi de gravir la vallée de stabilité, mais du côté des noyaux riches en neutrons cette fois-ci.

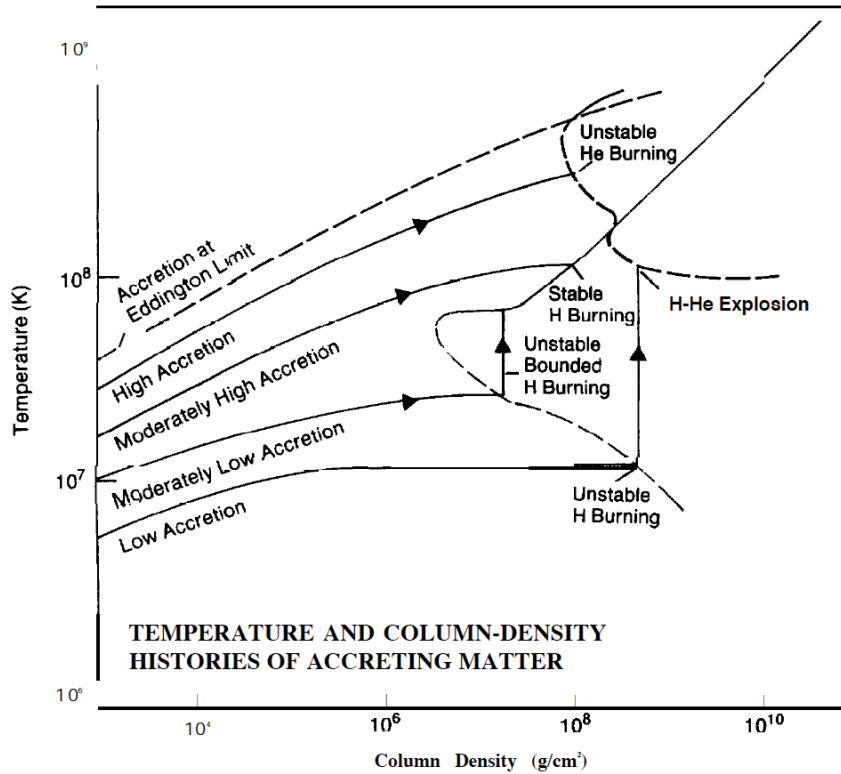


Figure 7.6 — Conditions d’allumage des sursauts X. Les courbes en trait plein avec les flèches décrivent l’histoire de la matière accrétée dans le plan (T, y) . Les autres courbes donnent les limites de combustion stable des noyaux d’hydrogène et d’hélium. Lorsque la pente de ces courbes est positive, la combustion est stable (la température est une fonction croissante de la pression donc il y a auto-régulation) et vice versa quand la pente est négative (trait avec tirets). Extrait de Epstein et al. (1986).

où y est la densité de colonne (en g cm^{-2}) et g l’accélération du champ de pesanteur à la surface de l’étoile à neutrons (Fig. 7.6). En suivant une courbe à taux d’accrétion constant dans ce plan, on rencontre la zone d’instabilité de H, ce qui entraîne une élévation de température soudaine (trait vertical de la courbe « moderately low accretion » en Figure 7.6). Si la densité de colonne à cet instant n’est pas suffisante, on ne croise pas la zone d’instabilité de He. Il s’agit donc d’une explosion d’hydrogène pur, qui doit durer assez longtemps en raison des décroissances β sous-jacentes ($\tau \approx 100$ s). Une couche d’hélium va ainsi sédimenter et finir, peut-être, par exploser en un sursaut long intermédiaire (§ 7.3). Pour des taux d’accrétion plus faibles, $10^{-6} \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 0.003$ (« low accretion », Fig. 7.6), l’explosion d’H entraîne également l’explosion d’He et le sursaut est dit hybride ($\alpha \approx 50$). Dans tous les cas, il n’y a pas de réactions de fusion stables entre les sursauts.

(c) $0.01 \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 0.1$

Etant données les conditions de température ($7 \times 10^7 \text{ K} \leq T \leq 10^8 \text{ K}$) et de pression (« high accretion », Fig. 7.6), l’hydrogène accrété brûle de manière stable par le cycle CNO chaud, si bien qu’une couche d’hélium pur se développe sous la surface. Le démarrage dans cette couche de la réaction triple alpha instable conduit à un sursaut d’hélium ($\alpha \approx 100$ avec PRE en général), qui ne mobilise que l’interaction forte et qui, donc, présente à la fois un court temps de montée et un court temps de descente (~ 1 s et ~ 10 s, respectivement). Le système fonctionne en régime permanent : pendant le laps de temps qui sépare deux sursauts consécutifs, l’hydrogène

fusionne sans relâche et le réservoir d'hélium se remplit avec une hausse progressive de T et P , jusqu'au déclenchement de l'instabilité.

(d) $0.1 \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}} \leq 1$

Avec ces taux d'accrétion élevés, on rencontre à nouveau un régime thermonucléaire hybride, mais pour des raisons différentes du cas (b). En effet, l'hydrogène est toujours censé fusionner de façon stable comme dans le cas (c) (« high accretion », Fig. 7.6), mais l'accrétion est si rapide que tout l'hydrogène n'a pas le temps d'être consommé avant l'emballement de la couche d'hélium. Il se développe donc un flash He (temps de montée rapide, ~ 1 s) dans un environnement riche en noyaux hydrogène, i.e. en protons. Le processus RP s'enclenche alors ($10^8 \text{ K} \leq T \leq 4 \times 10^8 \text{ K}$), ce qui amène à un sursaut moyennement brillant ($\alpha \approx 50$) et relativement long ($\tau \approx 100$ s). Puisque les combustibles sont acheminés très rapidement à la surface de l'étoile à neutrons, les sursauts s'enchaînent à une cadence de l'ordre de 1 sursaut par heure, tandis que dans les régimes précédents (b) et (c), le temps de récurrence avoisinait plutôt un jour.

(e) $1 \leq \dot{m}/\dot{m}_{\text{Edd}}$

Dans ce régime dit « super-Eddington », toutes les réactions de fusion sont stables (« accretion at Eddington limit », Fig. 7.6). En effet, d'une part, l'hydrogène donne de l'hélium par le cycle CNO chaud et d'autre part, l'hélium donne du carbone par la réaction 3α . Cette dernière est stable car, dans ces conditions de température ($T \geq 4 \times 10^8 \text{ K}$), les électrons sont peu dégénérés et le taux de réaction est moins lié à la température que ne l'est le refroidissement.

7.5 Motivations

Les sursauts X sont les explosions thermonucléaires les plus fréquentes de la Galaxie. Je résume dans ce paragraphe les principales raisons qui motivent l'étude de ces événements en astrophysique des hautes énergies :

- Les explosions thermonucléaires attestent de manière irréfutable que l'objet compact des sursauteurs X présente une surface solide. Ceci permet de distinguer les étoiles à neutrons des trous noirs stellaires dans les LMXB (Narayan and Heyl 2002).
- Les sursauteurs X peuvent jouer le rôle de « chandelles standards » quand il atteignent la luminosité d'Eddington (PRE) comme l'a suggéré van Paradijs (1978). Les sursauts permettent ainsi d'estimer les distances (ou des limites supérieures sur les distances) des LMXB dont ils sont issus.
- Les oscillations hautes fréquences lors des sursauts procurent généralement une mesure du spin de l'étoile à neutrons (Strohmayer and Bildsten 2006).
- Les sursauts X du régime (d) (§ 7.4.2) donnent accès à une nucléosynthèse inédite avec le processus RP, même si les produits de cette fusion ne sont pas distillés dans le milieu interstellaire.
- Vis-à-vis des détonations de carbone en jeu dans les novae classiques (Hernanz 2005) et les supernovae de type Ia, les sursauts super-longs ont l'avantage d'être récurrents, alors que les explosions des novae sont rares (pour une source donnée) et les explosions de supernovae aboutissent à la destruction totale de la naine blanche.
- Les sursauts X permettraient d'aboutir au « Saint Graal » de la physique des étoiles à neutrons : leur équation d'état (Özel 2006 § 1.3). A cet effet, on a recours notamment au décalage vers le rouge gravitationnel, qui peut se retrouver imprimé dans les spectres X haute résolution des sursauts (Cottam et al. 2002), encore que ces mesures soient fortement sujettes à caution (Cottam et al. 2008, Lin et al. 2010). Une autre porte d'entrée

vers l'intérieur de l'étoile à neutrons est le chauffage qu'occasionne l'écorce de l'étoile dans son atmosphère et qui influence les régimes de fusion (Cumming et al. 2006).

7.6 Cette thèse

Au Chapitre 8, j'examinerai deux sursauteurs X du centre Galactique émettant des sursauts courts : GRS 1741.9–2853 et AX J1745.6–2901. Ce sont des sources relativement faibles dans une région densément peuplée, c'est pourquoi leurs activités thermonucléaires n'ont pas encore été étudiées dans le détail. De surcroît, elles sont transitoires et il faut donc avoir la chance de les observer au bon moment ; ce fut le cas entre 2007 et 2008 grâce à nos campagnes *XMM-Newton/INTEGRAL* successives.

Dans le Chapitre 9, j'évoquerai les résultats de travaux relatifs à des sursauteurs longs intermédiaires (SLX 1737–282 et 1RXH J173523.7–354013) auxquels j'ai collaboré et qui ont permis de sonder les mécanismes à l'œuvre dans cette catégorie à part de LMXB.

Chapitre – 8

Deux sursauteurs courts du centre Galactique

Sommaire

8.1	Introduction	155
8.2	GRS 1741.9–2853	156
8.3	AX J1745.6–2901	173
8.4	Résumé	180

DEUX sursauteurs X du centre Galactique étaient en activité au moment de la campagne 2007 : GRS 1741.9–2853 et AX J1745.6–2901. Dans la suite, j’étudierai leur comportement en matière de sursauts de type I à l’aide de données privées et publiques, récoltées essentiellement par les observatoires *XMM-Newton* et *INTEGRAL*. Une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* a été extraite de mes travaux sur GRS 1741.9–2853 (Trap et al. 2009). Elle est reproduite en annexe A.

8.1 Introduction

L’étude des sursauteurs X faibles (10^{36-37} erg s⁻¹) et très faibles (10^{34-36} erg s⁻¹) (§ 7.1) s’est développée à partir de la découverte par *BeppoSAX* de 9 sources « uniquement sursauteuses » (burst-only sources, Cocchi et al. 2001, Cornelisse et al. 2004). Au moment de leurs découvertes, l’émission persistante—et donc le taux d’accrétion—de ces objets étaient si faibles que les sources n’ont jamais été détectées ni avant, ni après les sursauts. Cette catégorie de sursauteurs a ainsi motivé des modèles théoriques suggérant que, aux plus faibles taux d’accrétion, une combustion instable d’hydrogène amorce de puissants flash d’hélium dans un environnement riche en proton, tandis qu’à des taux d’accrétion légèrement plus forts, de faibles flash d’hydrogène pur fabriquent une épaisse couche d’hélium sous la surface (§ 7.4.2.a, Peng et al. 2007, Cooper and Narayan 2007). Cette couche pourrait finalement s’embraser et conduire à un sursaut X long de plusieurs minutes. Les sursauteurs peu lumineux constitueraient ainsi une passerelle entre les sursauteurs courts et les sursauteurs intermédiaires, dont le nombre a sensiblement augmenté ces derniers temps (Cf. Chap. 9, Falanga et al. 2008a, 2009). Soulignons aussi que pratiquement tous les pulsars millisecondes connus sont des LMXB transitoires faibles (Wijnands 2006, Falanga 2008c), ce qui fait de ces sursauteurs des cibles de choix pour la recherche de rotateurs rapides.

Dans ce contexte, je présente en Section 8.2 une analyse observationnelle de l'une des sources uniquement sursauteuses, GRS 1741.9–2853, avec toutes les données prises sur le centre Galactique par *INTEGRAL* et *XMM-Newton* depuis février 2002, et avec *Swift* depuis début 2007. En Section 8.3, j'esquisse une recherche des sursauts X d'AX J1745.6–2901 avec toutes les données d'*XMM-Newton*, *Chandra*, *Suzaku* et *INTEGRAL/JEM-X*, prises pendant une période éruptive qui s'est étalée de février 2007 à septembre 2008.

8.2 GRS 1741.9–2853

8.2.1 Histoire de GRS 1741.9–2853 entre 1990 et 2004

GRS 1741.9–2853 a été dénichée dans le centre Galactique au printemps 1990 par ART-P, l'instrument de basse énergie à bord du satellite *GRANAT* (Sunyaev 1990, Sunyaev et al. 1991). La source a conservé un niveau de flux constant de $2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (4–30 keV) à l'occasion de deux observations en mars et avril, et était également présente dans les mosaïques de l'instrument haute énergie *GRANAT/SIGMA* (40–100 keV, Goldwurm 1996). Cependant, lors de toutes les campagnes ultérieures, *GRANAT* et *Kvant/TTM* n'ont pas réussi à re-détecter GRS 1741.9–2853, établissant ainsi que cette source est transitoire (Arefiev 2004). Remarquons qu'elle se trouve à seulement 10' de Sgr A* (Chap. 4), et a par conséquent figuré dans le champ de vue de nombreux satellites de haute énergie ayant pointé cette région par le passé (voir ci-dessous). En septembre 1994, *ASCA* (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*) a identifié GRS 1741.9–2853 (aussi appelée AX J1745.0–2855) en éruption à un flux de $1.8 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dans la bande 0.7–10 keV (Sakano et al. 2002).

Deux ans plus tard (août et septembre 1996), *BeppoSAX* a enregistré trois sursauts X de type I en provenance de GRS 1741.9–2853 avec sa caméra grand champ (Wide Field Camera, WFC, Cocchi et al. 1999), ce qui implique que cette LMXB abrite une étoile à neutron accrétante (Chap. 7). Grâce à un épisode d'expansion de la photosphère pendant le sursaut le plus brillant, Cocchi et al. (1999) ont dérivé une distance de $\sim 8 \text{ kpc}$ pour GRS 1741.9–2853 (§ 7.5), la plaçant ainsi très proche du noyau Galactique. Il est à noter que *BeppoSAX* n'a pas pu mesurer le flux persistant de la source et a placé une limite supérieure sur sa luminosité bolométrique de $\sim 1.6 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, ce qui a introduit ce sursauteur dans la classe des sources uniquement sursauteuses (Cornelisse et al. 2004). Toujours en 1996, mais un peu plus tôt (d'avril à juillet), *RXTE* a quadrillé le centre Galactique et détecté 8 sursauts brillants d'une source non-identifiée de cette région très intriquée. Bien que le champ de vue du PCA (Proportional Counter Array) englobe beaucoup de sursauteurs, Galloway et al. (2008) ont attribué ces sursauts à GRS 1741.9–2853, compte tenu de (i) l'activité observée par *BeppoSAX* pratiquement à la même période et (ii) la similarité des sursauts captés par les deux satellites. Il est intéressant de relever que 3 des sursauts de *RXTE* ont présenté des oscillations périodiques à 589 Hz (Strohmayer et al. 1997), de sorte que—si l'association de la source et des sursauts est correcte—l'étoile à neutrons de GRS 1741.9–2853 possède une période de révolution d'à peine 1.7 ms. *RXTE/PCA* n'a pas pu mesurer le flux persistant de la source en raison de la confusion qui régnait dans son champ de vue. Avec son imagerie de bonne résolution, *ASCA* n'a pas eu ce problème en septembre 1996 et a renforcé l'association des sursauts de *RXTE* et *BeppoSAX* en apportant la preuve que la source a subi une longue éruption d'au moins 6 mois (Sakano et al. 2002). *ASCA* a également apporté des contraintes spectrales physiques. Le spectre X de l'émission persistante a ainsi été ajusté par une loi de puissance absorbée, dont les paramètres sont la densité de colonne, $N_{\text{H}} = 11.4^{+0.9}_{-0.8} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, et l'indice spectral, $\Gamma = 2.36 \pm 0.16$. Le flux moyen était de $1 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (0.7–10 keV).

La binaire est ensuite restée indécélable pendant 4 ans, avant que *Chandra* ne soit le témoin à l'automne 2000 d'une nouvelle éruption et d'un petit sursaut thermonucléaire (Muno

Table 8.1 — Histoire du flux de GRS 1741.9–2853.

Références ^a	Date	Instrument	Flux ^b [10 ⁻¹¹ erg s ⁻¹ cm ⁻²]
[1]	1990–2002
[2]	2002 Fev 26	<i>XMM-Newton</i> /PN	< 0.0007
[2]	2002 Oct 3	<i>XMM-Newton</i> /PN	1
[2]	2004 Mar 28	<i>XMM-Newton</i> /PN	< 0.0007
[2]	2004 Aug 31	<i>XMM-Newton</i> /PN	< 0.0002
[3,4]	2005 Avr 10	<i>INTEGRAL</i> /ISGRI	31.9
[5,6]	2005 Jun 5	<i>Chandra</i> /HRC	10
[5,6]	2005 Jul 1	<i>Chandra</i> /ACIS	1.7
[2]	2006 Fev 27	<i>XMM-Newton</i> /PN	< 0.0058
[2]	2006 Sep 8	<i>XMM-Newton</i> /PN	< 0.0057
[7]	2006 Sep ~20	<i>Swift</i> /XRT	1.2
[4,8]	2007 Fev 15	<i>INTEGRAL</i> /ISGRI	13
[9,2]	2007 Fev 16	<i>Swift</i> /XRT	15
[10]	2007 Fev 22	<i>Chandra</i> /ACIS	3
[2]	2007 Fev 27	<i>XMM-Newton</i> /PN	11.6
[7]	2007 Mar	<i>Swift</i> /XRT	26
[11,2]	2007 Avr 2	<i>XMM-Newton</i> /PN	13.1
[11,2]	2007 Avr 4	<i>XMM-Newton</i> /PN	5.5
[2]	2007 Sep 6	<i>XMM-Newton</i> /PN	< 0.0026
[2]	2008 Mar 23	<i>XMM-Newton</i> /PN	< 0.0003

^a Références : [1] Muno et al. (2003), [2] ce travail, [3] Kuulkers et al. (2007), [4] Kuulkers et al. (2007), [5] Wijnands et al. (2005), [6] Wijnands et al. (2006), [7] Degenaar and Wijnands (2009), [8] Kuulkers et al. (2007), [9] Wijnands et al. (2007), [10] Muno et al. (2007), [11] Porquet et al. (2007).

^b Flux X dans les intervalles 2–8 keV pour *XMM-Newton* et *Chandra*, 20–60 keV pour *INTEGRAL*/ISGRI, 3–10 keV pour *INTEGRAL*/JEM-X, et 2–10 keV pour *Swift*/XRT.

et al. 2003)¹²¹. Le spectre de l'émission persistante a alors été décrit par : $N_{\text{H}} = (9.7 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $\Gamma = 1.88 \pm 0.04$. Muno et al. (2003) ont aussi visiblement trouvé la source à l'été 2001 dans un état de quiescence avec une luminosité de $\sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ (2–8 keV). Ces mesures de *Chandra* ont procuré la position de GRS 1741.9–2853 la plus précise à ce jour : R.A. = 17^h45^m2.33^s, Dec. = –28°54'49.7" (J2000), avec une incertitude de 0.7". En parcourant l'archive publique d'*XMM-Newton* (XMM Science Archive, XSA), j'ai trouvé qu'en octobre 2002, GRS 1741.9–2853 fut de nouveau faiblement active avec une luminosité aux alentours de $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ (2–8 keV) (Cf. § 8.2.4), ce qui rappelle la petite éruption saisie par *ASCA* en 1994. J'ai résumé toutes les mesures évoquées dans ce paragraphe, ainsi que les limites supérieures sur le flux de ce sursauteur jusqu'à 2004, dans la Table 8.1.

8.2.2 Les éruptions de 2005 et 2007

De février à avril 2005, l'imageur de haute énergie *INTEGRAL*/IBIS/ISGRI a perçu une nouvelle éruption de GRS 1741.9–2853 (Kuulkers et al. 2007c). La source a été temporairement baptisée IGR J17453–2853 avant d'être reconnue comme GRS 1741.9–2853 (Kuulkers et al. 2007b). *Chandra* a trouvé la source toujours en activité en juin (Wijnands et al. 2005) et déclinant tout doucement un mois plus tard (Wijnands et al. 2006). Le spectre de juillet était simi-

¹²¹ GRS 1741.9–2853 est aussi connue sous le nom de CXOGC J174502.3–285450 dans le catalogue *Chandra* (Muno et al. 2006).

laire à l'autre ajustement *Chandra* auquel nous avons fait allusion plus haut : $N_{\text{H}} = 10.5^{+4.9}_{-3.7} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and $\Gamma = 1.8^{+1}_{-0.8}$. Ces observations ont déclenché un suivi optique en bande *I*, qui n'est pas parvenu à identifier une contrepartie visible (Laycock et al. 2005), en conformité avec le fort rougissement attendu des sources du centre Galactique (§ 2.2). Comme cela sera développé ci-après (§ 8.2.4), pendant cette longue éruption d'au moins 3 mois, j'ai découvert 4 nouveaux sursauts de type I avec *INTEGRAL*/JEM-X.

En 2007, plusieurs observatoires ont détecté un regain d'activité en direction de GRS 1741.9–2853. En février, *INTEGRAL* a débuté une nouvelle campagne d'exposition longue sur le bulbe Galactique et a clairement vu la source active (Kuulkers et al. 2007ab). Le satellite a pu suivre l'éruption de près jusqu'à son retour en quiescence en avril. J'ai trouvé un total de 7 sursauts distribués entre mars et avril (Cf. § 8.2.4). La détection précoce de cette éruption de 2007 par *INTEGRAL* a initié un court pointé avec *Swift*/XRT, qui a détecté un nouveau sursaut X (Wijnands et al. 2007). Il est par ailleurs vraisemblable qu'un autre sursaut ait été détecté par *Swift*/BAT un peu plus tôt, en janvier 2007 (Fox et al. 2007). Ces deux événements seront aussi examinés au § 8.2.4 de ce chapitre. De mars à avril, *Swift*/XRT a suivi la source plus régulièrement et mesuré le pic de l'éruption à une luminosité de $\sim 2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ (2–10 keV) (Degenaar and Wijnands 2009). Ces auteurs ont ajusté le spectre moyen par $N_{\text{H}} = 14^{+1}_{-0.9} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $\Gamma = 2.6 \pm 0.2$. Ils ont également constaté la présence d'une brève (une semaine) et faible ($\sim 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$) éruption de la source en septembre 2006, qui a peut-être joué le rôle de précurseur de l'éruption plus longue de 2007. *Chandra* a mesuré la luminosité persistante de GRS 1741.9–2853 le 22 février à $4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ ($N_{\text{H}} = 9 \pm 0.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $\Gamma = 0.9 \pm 0.1$, 2–8 keV) (Muno et al. 2007). Le 27 février, une observation *XMM-Newton*/PN a été menée en mode *Timing* afin de rechercher d'éventuelles pulsations millisecondes dans l'émission persistante et des oscillations pendant les sursauts. Or, aucun sursaut n'a été enregistré et aucune pulsation n'a été trouvée (Wijnands 2008). Enfin, aux printemps 2007 et 2008, nous avons pointé le centre Galactique avec *XMM-Newton* dans le cadre de campagnes ciblées sur le trou noir massif central (Chap. 5). La longue observation de 2007 (~ 100 ks) a coïncidé avec la fin de l'éruption de GRS 1741.9–2853 et contient deux sursauts de type I ; je les étudierai en détail au § 8.2.4.

Pour récapituler l'histoire du flux de GRS 1741.9–2853, j'ai actualisé en Figure 8.1 la courbe de lumière à long terme extraite de Muno et al. (2003) et Wijnands et al. (2006), qui s'étend désormais de 1990 à 2008 (Tab. 8.1). Au cours des deux dernières décennies, la luminosité X de GRS 1741.9–2853 a varié régulièrement de $10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ en quiescence à $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ en éruption, justifiant ainsi sa classification de transitoire X faible.

8.2.3 Observations et analyses

INTEGRAL

Depuis le début de sa mission en octobre 2002, le satellite *INTEGRAL* (§ 2.4.2) a fréquemment balayé le centre Galactique deux fois par ans, au printemps et en automne. Ci-après, je prends en compte les données de JEM-X (modules 1 et 2) et d'ISGRI que j'ai traitées avec OSA (version 7.0).

Ayant pour objectif de rechercher des périodes d'activité de GRS 1741.9–2853 avec JEM-X, j'ai sélectionné toutes les données publiques du satellite depuis le lancement, pointant à moins de 3.5° de la position de la source. Le jeu de données disponibles comporte 2626 science windows non-endommagées. Je les ai d'abord déconvoluées puis analysées séparément. J'ai ensuite divisé les données en périodes de 6 mois et combiné les pointés individuels en mosaïques. GRS 1741.9–2853 n'est clairement détecté que pendant deux intervalles, de février à avril 2005 et de février à avril 2007, avec des significativités de 21σ et 12σ , respectivement. La Figure 8.2 (panneau du haut) montre la carte de significativité du centre Galactique dans la plage 3–20 keV pour le jeu de donnée de 2007. Une poignée d'objets sont présents dans le

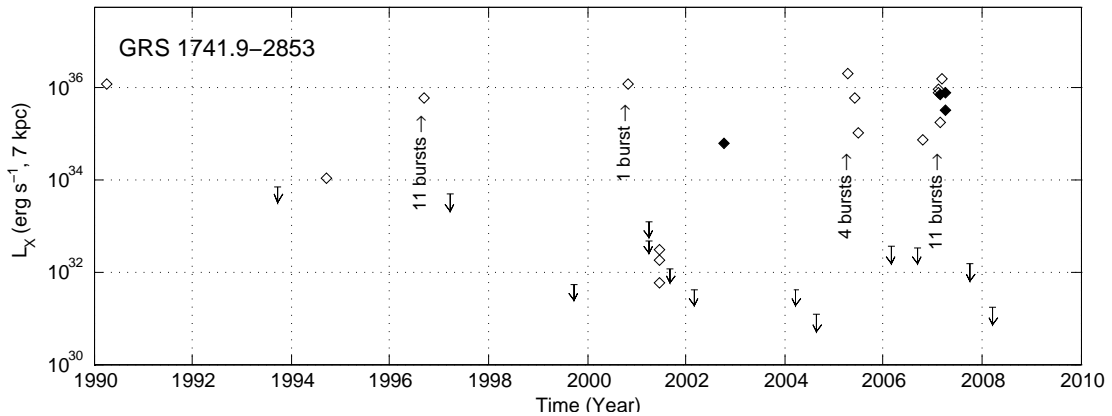


Figure 8.1 — Histoire de la luminosité X de GRS 1741.9–2853. Les losanges blancs et les limites supérieures avant 2002 correspondent à des données déjà rapportées par d’autres groupes tandis que les losanges noirs représentent les mesures effectuées lors de ce travail. (Cf. Table 8.1 pour les bandes d’énergie concernées par des différents points. Les nombres de sursauts détectés lors de chaque éruption par *BeppoSAX*, *RXTE*, *Chandra*, *INTEGRAL*, *Swift* et *XMM-Newton* sont indiqués verticalement.)

champ de vue, mais grâce à la bonne résolution angulaire de JEM-X (3.3' FWHM au mieux, Brandt et al. 2003), GRS 1741.9–2853 n’est pas contaminée par les objets voisins. Dans la suite, je me concentre sur ces deux époques, 2005 et 2007, qui rassemblent 417 et 253 ScW de ~ 1.8 ks chacune, pour des expositions totales de ~ 397 ks et ~ 242 ks, respectivement.

XMM-Newton

GRS 1741.9–2853 a été détecté à trois reprises par *XMM-Newton* (§ 2.4.1) dans différentes configurations instrumentales (voir Table 8.2 pour un journal de ces observations) : octobre 2002, février 2007 et mars/avril 2007. J’ai réduit les données comme explicité au § 5.2.1. Mise à part la révolution 1322, pour laquelle j’ai appliqué la technique standard d’analyse des données de type « timing », tous les spectres de l’émission persistante ont été extraits d’une région circulaire de 50'' de rayon, encerclant 90% de la PSF de l’instrument. Les coups du fond ont été obtenus d’une région similaire, translatée vis-à-vis de la source. Dans la mesure où les périodes des sursauts ont été corrompues par de l’empilement, j’ai pris des précautions particulières pour les courbes des lumières et spectres des intervalles concernés : les événements des 6 secondes d’arc centrales de la PSF ont été ignorés et le paramètre PATTERN a été fixé à zéro pour rejeter tous les événements multiples. Pour chaque sursaut, j’ai pris l’émission persistante d’avant le sursaut comme fond. La version 11.3.2 d’XSPEC a été employée pour décrire les spectres avec des modèles physiques. Les erreurs ainsi citées correspondent à un niveau de 90% de confiance pour un paramètre d’intérêt.

S’agissant des observations pendant lesquelles GRS 1741.9–2853 n’était pas active, i.e. février 2002, mars/août 2004, février/septembre 2006, septembre 2007 et mars 2008, j’ai calculé des limites supérieures à 3σ en coups s^{-1} avec l’outil *ximage* et les ai converti en flux non-absorbés 2–8 keV à l’aide de WebPIMMS. Ces chiffres sont listés dans la Table 8.1.

Swift

Avec l’aide de notre collaborateur E. Bozzo de l’ISDC, j’ai étudié les données publiques des observations 00257213000 (~ 4 ks) et 00030888001 (~ 3.9 ks) de *Swift* (Gehrels et al. 2004). La première observation contient le sursaut du 22 janvier 2007 découvert par le détecteur à

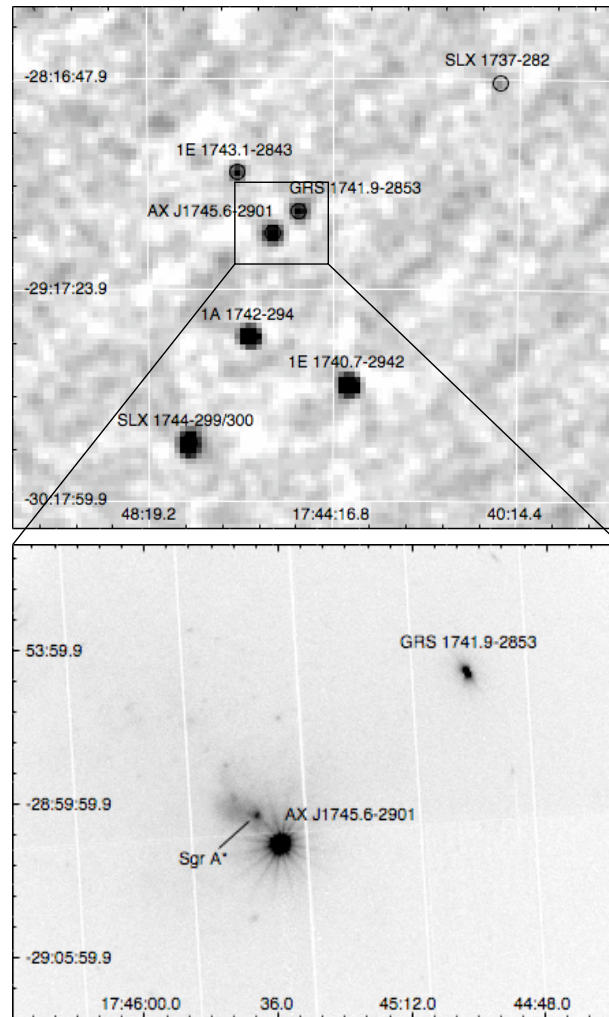


Figure 8.2 — Le centre Galactique au printemps 2007. (*Haut*) Mosaïque en coordonnées équatoriales de JEM-X construite à partir de 253 ScW entre février et avril 2007 avec une exposition effective de 242 ks à la position de GRS 1741.9–2853. (*Bas*) Zoom les données *XMM-Newton* d’avril 2007 (révolution 1340, 97.6 ks) (Cf. Fig. 5.2).

Table 8.2 — Journaux des observations d’*XMM-Newton*/PN et *Swift*/XRT utilisées dans ce chapitre.

<i>Orbite</i>	<i>Id. Obs.</i>	<i>Début</i> [UTC]	<i>Exposition</i> [ks]	<i>Mode</i> ^a
<i>XMM-Newton</i> /PN				
406	111350101	2002 Feb 26, 06 : 41 : 42	40.0	Imaging (T)
516	111350301	2002 Oct 3, 07 : 17 : 07	15.3	Imaging (T)
788	202670501	2004 Mar 28, 16 : 45 : 33	41.9	Imaging (M)
866	202670701	2004 Aug 31, 03 : 34 : 59	126.7	Imaging (M)
1139	302882601	2006 Feb 27, 04 : 27 : 37	0.5	Imaging (M)
1236	302884001	2006 Sep 8, 17 : 19 : 46	0.5	Imaging (M)
1322	506291201	2007 Feb 27, 06 : 27 : 39	37.6	Timing (M)
1338	402430701	2007 Mar 30, 21 : 28 : 14	32.3	Imaging (M)
1339	402430301	2007 Avr 1, 15 : 07 : 59	103.5	Imaging (M)
1340	402430401	2007 Avr 3, 16 : 39 : 17	97.6	Imaging (M)
1418	504940201	2007 Sep 6, 10 : 28 : 34	11.1	Imaging (M)
1518	505670101	2008 Mar 23, 17 : 22 : 10	96.6	Imaging (M)
<i>Swift</i> /XRT				
...	0003088801	2007 Feb 16, 21 : 39 : 18	3.9	Photon counting

^a Le filtre optique d’*XMM-Newton* est précisé entre parenthèses : T pour *Thick* et M pour *Medium*.

masque codé BAT (Burst Alert Telescope) (Fox et al. 2007), alors que la seconde comprend à la fois le sursaut et l’émission persistante observée par l’instrument de basse énergie XRT (X-Ray Telescope) les 16–17 février 2007 (Wijnands et al. 2007). Après le sursaut du BAT, aucun suivi XRT immédiat n’a été programmé.

L’outil *batgrbproduct*, inclu dans la suite HEASoft (version 6.6.1), a été utilisé pour l’analyse de données du BAT. Un spectre a ainsi été extrait pour toute la durée du sursaut (9 s). Quant aux données XRT, elles ont été traitées avec la version 0.12.1 de la routine *xrtpipeline*. Les critères de filtrage et écrantage ont été appliqués en utilisant les FTOOLS (version 6.6.1). Les données ont été prises en mode PC (Photon Counting) et seuls les événements de type 0–12 ont été conservés. Toutes ces données d’XRT ont été sévèrement affectées par de l’empilement, c’est pourquoi nous avons choisi des régions d’extraction de spectres et courbes de lumière annulaires. Dans le cas du flux persistant, un rayon extérieur de 20 pixels et un rayon intérieur de 4 pixels ont été retenus. En revanche, pendant le sursaut, il a fallu couper davantage pour éliminer cet empilement : pendant la montée, le pic et le déclin du sursaut, le rayon intérieur a été fixé à 10, 15, et 4 pixels, respectivement¹²². La routine *xrtlccorr* a été employée pour incorporer ces corrections dans les courbes de lumière après soustraction du fond. Tous les spectres ont été rebinnés à au moins 20 photons par canaux pour autoriser un ajustement de χ^2 . Enfin, les cartes d’exposition et l’ARF ont été créées par les routines *xrtexpomap* et *xrtmkarf*, respectivement.

8.2.4 Résultats

Pour chaque instrument, je vais dissocier les résultats relatifs à l’émission persistante et ceux relatifs aux sursauts X.

¹²² Afin d’estimer les propriétés spectrales moyennes du sursaut, un rayon intérieur de 10 pixels a été choisi.

INTEGRAL

Les éruptions En dépit du fait que la source était significative dans les mosaïques des éruptions de 2005 et 2007, elle était trop faible pour apparaître clairement dans les ScW individuelles de JEM-X et ISGRI. Par conséquent, les techniques standards d'extraction de courbes de lumière avec OSA étaient inadéquates. J'ai donc construit ces courbes à partir des images individuelles, en collectant le taux de comptage dans le pixel compatible avec la position de la source dans ISGRI, et en intégrant le flux sur une PSF de $4.2'$ (FWHM) pour JEM-X (§ 5.2.4)¹²³. En rebinnant les données en des intervalles longs (quelques jours), l'évolution des éruptions devient visible (Cf. Fig. 8.3). En 2005, les observations d'*INTEGRAL* ont cessé en avril, mais *Chandra* a continué de voir la source décliner en juin et juillet (Wijnands et al. 2005, 2006), donc *INTEGRAL* a manqué la fin de l'éruption. En 2007, à l'inverse, nous avons manqué le début de l'éruption avec *INTEGRAL*, mais en avons saisi la fin. Il est à noter que le creux dans la courbe de lumière vers MJD 54155 (fin avril 2007) a été confirmé indépendamment par des mesures de flux avec *Swift*, *Chandra*, et *XMM-Newton* à plus basse énergie (2–10 keV, Tab. 8.1).

Les sursauts X Afin de trouver des sursauts X, j'ai travaillé sur les données publiques de JEMX 1 et 2, en forçant le pipeline d'analyse à construire des courbes de lumière à la position de GRS 1741.9–2853 avec un pas de temps de 2 s. Puisque l'émission persistante de la source n'a jamais été détectée dans un pointé individuel, ces courbes de lumière contiennent principalement du fond et quelques pics. La plupart de ces pics est liée à des artefacts instrumentaux et des contaminations de sursauts X puissants en provenance d'autres sursauteurs du champ de vue (la technique du masque codé mélange toutes les sources par essence). Pour identifier l'origine des sursauts candidats, j'ai systématiquement bâti les images du ciel entre le début et la fin du signal. S'il s'agit d'une explosion thermonucléaire de GRS 1741.9–2853, on doit retrouver un excès significatif à la position de la source dans l'image. Par ce biais, j'ai découvert un total de 4 et 7 sursauts de GRS 1741.9–2853 dans les éruptions de 2005 et 2007, respectivement, et aucune pendant l'état quiescent de la source.

J'ai également recherché les queues à haute énergie (18–40 keV) de ces 11 sursauts dans les données d'ISGRI. Pour ce faire, j'ai extrait les courbes de lumière (corrigées de l'effet hors-axe) avec des événements sélectionnés selon leur schéma d'illumination, en utilisant un seuil de fraction d'illumination de pixel (Pixel Illumination Fraction, PIF) de 0.4. Seul le sursaut le plus brillant, #4, a pu être détecté de manière convaincante dans la courbe de lumière et dans l'image. Dans la mesure où le champ d'IBIS est plus large que celui de JEM-X, l'exposition totale sur GRS 1741.9–2853 est plus grande, si bien qu'il valait la peine de rechercher des sursauts additionnels dans le flot de données d'IBIS. A cet effet, j'ai mis à profit l'outil IBAS (*INTEGRAL* Burst Alert System) qui tourne à l'ISDC. Il est dédié à la localisation en temps réel des sursauts gamma, des transitoires X et toute autre forme de variabilité brutale dans les données IBIS/ISGRI (Mereghetti et al. 2003). IBAS n'a identifié que le sursaut #4.

Dans la Table 8.4, j'ai communiqué les temps de début des sursauts mesurés par JEM-X. Ce temps est défini comme le temps auquel l'intensité croît au-dessus du flux persistant jusqu'à 10% du pic. Sur la Figure 8.4, j'ai tracé les courbes de lumière (après soustraction du fond) des 11 sursauts avec un pas de temps de 2 s. La soustraction du fond a consisté à éliminer le niveau constant présent avant et après le sursaut dans la ScW considérée¹²⁴. Par convention, le temps de montée est l'intervalle qui sépare le début du sursaut du moment où le flux atteint 90% de l'intensité au pic. Pour tous les sursauts, ce temps est ~ 2 –4 s, excepté peut-être pour le sursaut 4

¹²³ La taille de la PSF a été déterminée empiriquement à partir d'une source brillante du champ (GX 3+1 dans la bande 3–20 keV).

¹²⁴ Ce fond ne dérive pas du flux persistant de la source, car il était trop faible pour être détecté en un temps si court (~ 1.8 s).

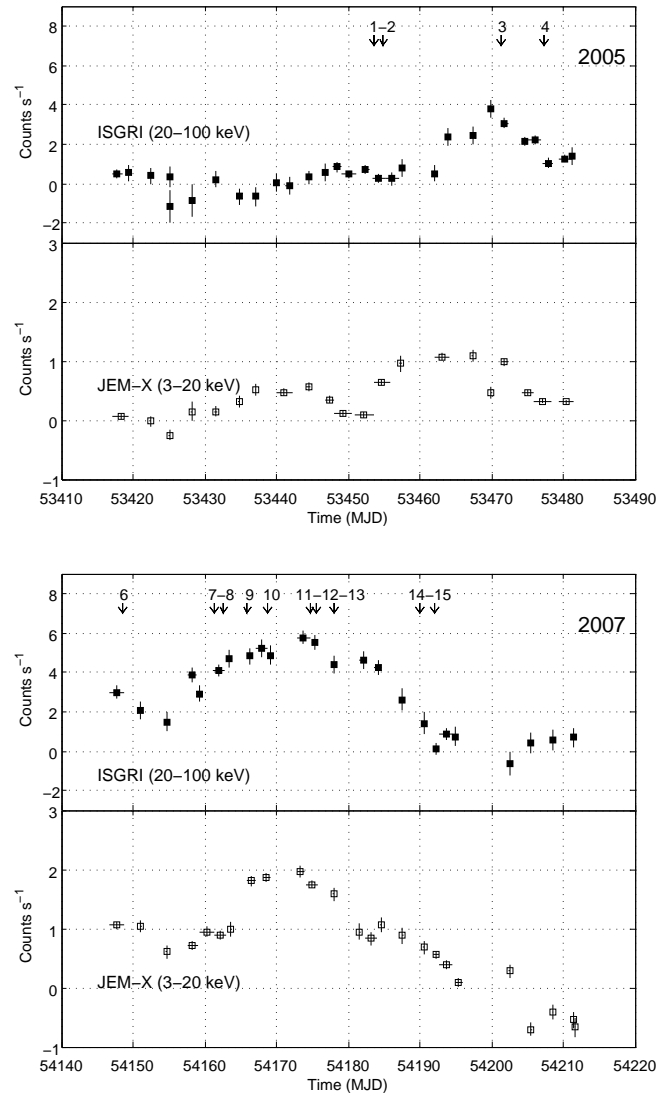


Figure 8.3 — Courbes de lumière ISGRI et JEM-X des éruptions de 2005 (*haut*) et 2007 (*bas*) dans les bandes 20–100 keV et 3–20 keV, respectivement. Tous les sursauts étudiés dans ce travail sont indiqués par des flèches, à l’exception du sursaut de *Swift*/BAT (#5) qui s’est déroulé vers \sim MJD 54122. Les barres d’erreur sont parfois plus petites que les symboles carrés. Les taux de comptage négatifs proviennent de fluctuations statistiques à faible flux après soustraction du fond.

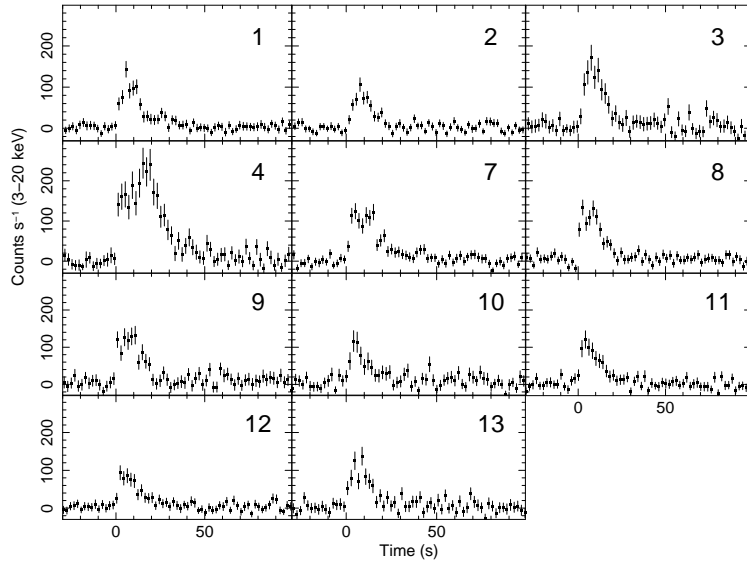


Figure 8.4 — Courbes de lumière individuelles de tous les sursauts détectés par *INTEGRAL/JEM-X* dans l’intervalle 3–20 keV (après soustraction du fond). Le pas de temps est de 2 s ; les temps de début sont donnés dans la Table 8.4.

qui affiche un profil inhabituel. Les temps de décroissance exponentielle (déterminés après les pics et éventuels plateaux) sont spécifiés dans la Table 8.4. Ils s’étalent grossièrement entre 10 et 20 s. Les durées totales des sursauts, i.e. du début au retour au niveau de flux persistant, tournent autour de 20–30 s.

Pour l’analyse spectrale, j’ai employé les coups de JEM-X intégrés sur 5 s au pic des sursauts dans la bande 3–20 keV. Le spectre net, au pic, de chaque sursaut est bien ajusté par un modèle de corps noir absorbé (*BB*). Malheureusement, le domaine d’énergie couvert par JEM-X ne permet pas de contraindre la densité de colonne d’hydrogène interstellaire, N_{H} . C’est pourquoi, dans tous les ajustements, j’ai fixé N_{H} à $12 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, la valeur trouvée par *XMM-Newton* (§ 8.2.4). Les température des corps noir, $k_{\text{B}}T_{\text{pic}}$, et leurs rayons apparents R_{pic} (supposés à 7 kpc, § 8.2.5), sont listés dans la Table 8.4 avec d’autres paramètres. Les flux au pic, F_{pic} , ont été dérivés des taux de comptage au pic dans les courbes de lumière avec une résolution de 2 s, et extrapolés dans la bande bolométrique 0.1–100 keV.

Pour décrypter le comportement thermonucléaire d’un sursauteur, il est essentiel de connaître son taux d’accrétion avant les sursauts (§ 8.2.5). Un estimateur de ce paramètre couramment usité est la luminosité permanente de la source. Ici, pour évaluer le flux persistant avant un sursaut, j’ai d’abord construit une mosaïque JEM-X (1 bande : 3–20 keV) comprenant entre 10 et 30 pointés consécutifs précédant le sursauts. Hormis les sursauts 1 et 2, pour lesquels seules de limites supérieures ont été obtenues, l’émission persistante a toujours été détectée de manière significative dans les mosaïques. J’ai ensuite converti le taux de comptage ajusté dans les mosaïques en un flux bolométrique, en faisant l’hypothèse d’une pente spectrale constante d’indice $\Gamma = 2$ entre 0.1 et 100 keV (§ 8.2.4).

XMM-Newton

L’émission persistante Les spectres EPIC/PN de l’émission persistante de GRS 1741.9–2853, entre 2002 et 2007, ont été ajustés par une loi de puissance absorbée entre 2 et 8 keV, car en dehors de ces bornes, il y avait des résidus systématiques liés au fond. J’ai tout d’abord étudié ces spectres avec N_{H} comme un paramètre libre. Etant donné qu’on ne mesure pas de variations de N_{H} , l’absorption X est probablement causée par le milieu interstellaire Galactique

Table 8.3 — Résultats des ajustements du spectre persistant de GRS 1741.9–2853 mesuré via *XMM-Newton*/PN et *Swift*/XRT.

<i>Date</i> ^a	N_{H} ^b [10^{22} cm^{-2}]	Γ	F_{pers} ^c [$10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$]	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
<i>XMM-Newton</i> /PN				
2002 Oct 3	14 ± 3 [11.9]	2.0 ± 0.5 1.6 ± 0.2	1.0 ± 0.2 0.9 ± 0.2	67/64 68/65
2007 Fev 27	11.9 ± 0.2	1.83 ± 0.03	11.60 ± 0.05	219/197
2007 Mar 30	11.6 ± 0.4 [11.9]	1.76 ± 0.08 1.81 ± 0.04	11.9 ± 0.1 12.2 ± 0.1	155/200 156/201
2007 Mar 31	12.1 ± 0.4 [11.9]	1.86 ± 0.08 1.83 ± 0.04	12.0 ± 0.1 11.9 ± 0.1	192/210 192/211
2007 Avr 1	12.0 ± 0.3 [11.9]	2.08 ± 0.05 2.06 ± 0.02	13.6 ± 0.1 13.5 ± 0.1	242/213 242/214
2007 Avr 2	12.5 ± 0.3 [11.9]	2.14 ± 0.05 2.04 ± 0.02	13.1 ± 0.1 12.4 ± 0.1	213/195 225/196
2007 Avr 3–4	13.1 ± 0.4 [11.9]	2.30 ± 0.08 2.08 ± 0.03	5.5 ± 0.1 4.9 ± 0.1	179/200 204/201
<i>Swift</i> /XRT				
2007 Fev 16–17	10.9 ± 3.6	1.9 ± 0.7	19.0 ± 3.0	31/28

^a Pour 2007, Mar 30 et 31 renvoient aux périodes juste avant et juste après le sursaut 12, respectivement (Cf. Fig. 8.5). Idem pour Avr 1–2 et le sursaut 13. La période Avr 3–4 est la dernière révolution *XMM-Newton* (rev-1340).

^b Quand il y a des crochets, la densité de colonne est figée.

^c Flux non-absorbé dans les bandes the 2–8 keV et 2–10 keV pour *XMM-Newton*/PN et *Swift*/XRT, respectivement.

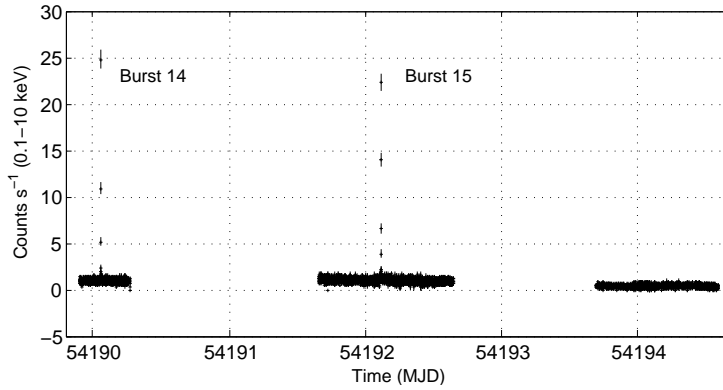


Figure 8.5 — Courbe de lumière *XMM-Newton*/PN (après soustraction du fond) de GRS 1741.9–2853 au printemps 2007 (rev-1338, 1339, et 1340). Deux sursauts X de type I, 14 and 15, sont clairement visibles.

et pas par la matière intrinsèque de la source. J’ai donc réajusté toutes les données de manière cohérente avec N_{H} fixé à $11.9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, la valeur présentant la plus faible incertitude, trouvée pour l’observation de février 2007 (Table 8.3). En 2007, l’indice spectral est toujours resté proche de 2, ce qui justifie l’hypothèse faite au § 8.2.4 au sujet de l’émission persistante mesurée par JEM-X. Le flux a été divisé par deux lors de la dernière orbite. Je présente l’image tirée de cette observation en Figure 8.2 (0.1–10 keV, après nettoyage des événements OoT). La courbe de lumière des 3 dernières observations en mars/avril 2007 sont tracées en Figure 8.5.

Les sursauts X Dans la courbe de lumière de la Figure 8.5, on reconnaît clairement une paire de sursauts X de type I (14 et 15), séparés par ~ 178 ks. Au vu de la longue interruption de donnée qui est présente entre les sursauts, on ne peut pas affirmer que ces derniers ont été consécutifs car, peut-être, avons-nous manqué des explosions. Un gros plan sur les courbes de lumière (après soustraction de l’émission persistante et avec un pas de temps de 2 s) est visible sur la Figure 8.6 (panneaux du haut). Ces sursauts ont tous deux des temps de montée rapides (~ 2 s), suivis par des décroissances exponentielles d’environ 20 s (Cf. Tab. 8.4).

La bonne statistique des données *XMM-Newton* a permis une analyse spectrale résolue en temps. A nouveau, les spectres ont été ajustés par des corps noirs absorbés (N_{H} étant fixé à $12 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$). La Figure 8.6 montre l’évolution temporelle des flux bolométriques (0.1–100 keV), F_{bol} , des températures de corps noir, $k_{\text{B}}T_{\text{bb}}$, et des rayons de corps noir, R_{bb} . Dans la Table 8.4, je reporte ces valeurs pour les pics de sursauts, ainsi que la fluence, f_{b} , intégrée sur toute la durée des explosions. Le premier événement, #14, n’a pas été couvert par le balayage du centre Galactique d’*INTEGRAL*, contrairement au sursaut #15. Cela étant, ni ISGRI, ni JEM-X ne l’ont détecté. La non-détection ISGRI découle du fait que le sursaut était relativement faible, tandis que la non-détection JEM-X est probablement liée au fait que la position de la source était sur le bord très bruité du champ de vue de l’instrument. Pour déterminer le flux persistant avant les sursauts, j’ai extrapolé les résultat du Tableau 8.3 dans l’intervalle 0.1–100 keV.

Swift

L’émission persistante Le spectre *Swift*/XRT de l’émission persistante des 16–17 février 2007 a été ajusté par une loi de puissance absorbée, tout comme pour le spectre *XMM-Newton*. Les paramètres du meilleur ajustement sont : $N_{\text{H}} = 10.9 \pm 3.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $\Gamma = 1.9 \pm 0.7$ pour $\chi_{\text{red}}^2 = 31.5/28$. Les flux moyens (2–10 keV) absorbés et non-absorbés étaient $9.8 \pm 2.5 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et $19.0 \pm 0.7 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, respectivement. Ces résultats sont en accord avec les valeurs obtenues par Wijnands et al. (2007). On peut remarquer que cette ob-

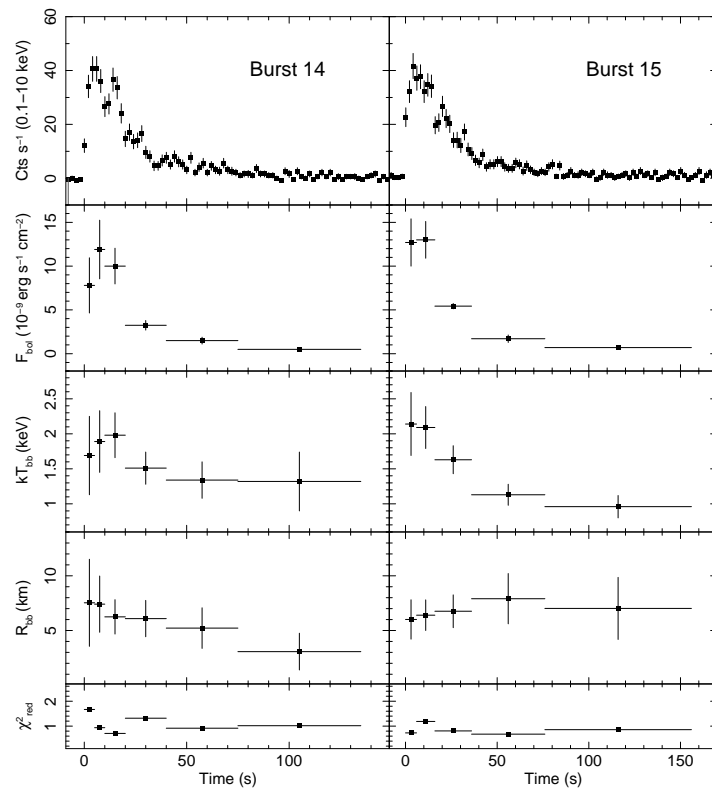


Figure 8.6 — Courbes de lumière et évolutions spectrales des sursauts 14 et 15 mesurées par *XMM-Newton*/PN au printemps 2007. De haut en bas : taux de comptage avec un pas de temps de 2 s, flux bolométrique (0.1–100 keV), température et rayon de la photosphère obtenus en ajustant le spectre avec un modèle *BB*, et le chi carré réduit de cet ajustement.

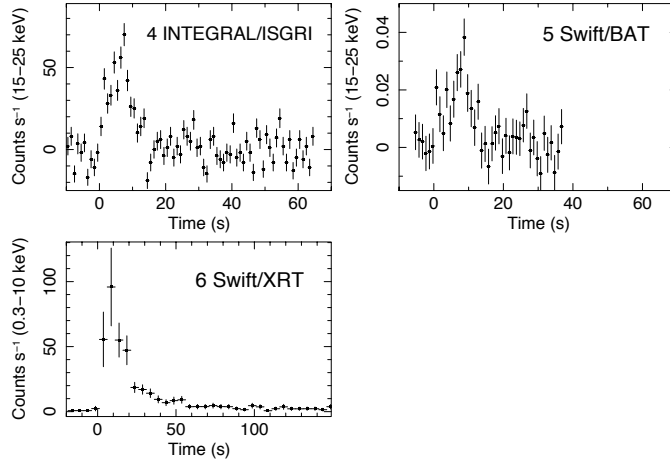


Figure 8.7 — Courbes de lumière des sursauts *Swift* (après soustraction du fond) ainsi que le sursaut ISGRI, pour comparaison avec le sursaut BAT. Les pas de temps sont de 1 s pour #4 et #5, et 5 s pour #6. Les temps début sont donnés dans la Table 8.4.

servation était contemporaine du début des observations *INTEGRAL*/JEM-X/ISGRI de 2007. Le flux bolométrique (0.1–100 keV) XRT non-absorbé, $\sim 8.1 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, est ainsi voisin du flux de pré-sursaut #7 enregistré par JEM-X (Tab. 8.4). Pour une courbe de lumière à long terme de GRS 1741.9–2853 construite avec les données de *Swift*/XRT, le lecteur est invité à consulter la Figure 2 de Degenaar and Wijnands (2009).

Les sursauts X *Swift* a détecté deux sursauts : le premier, #5, avec le BAT (15–25 keV) le 22 janvier 2007 à 06 : 12 : 54 (UTC) et un second, #6, avec XRT, 25.69976 jours plus tard.

Pour le sursaut #5, on ne peut pas déterminer le temps de refroidissement, τ , puisque seule la queue à haute énergie a été observée. En raison du faible temps d'exposition, l'émission persistante n'a pas pu être mesurée. Les propriétés des courbes de lumière sont rassemblées dans la Table 8.4. On note que l'autre sursaut aussi observé à haute énergie (avec *INTEGRAL*/ISGRI) est le numéro 4. Sur la Figure 8.7, je montre les sursauts 5 et 6, ainsi que la courbe de lumière 15–25 keV du sursaut d'ISGRI pour comparaison. Le sursaut du BAT n'a pas non plus été couvert par *INTEGRAL*. Quant au sursaut de XRT, il s'est malheureusement produit pendant un *slew* d'*INTEGRAL*.

L'analyse spectrale du sursaut #5 a été menée dans la bande 15–25 keV avec un modèle de corps noir absorbé et la densité de colonne figée à $12 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Les paramètres du sursaut ainsi inférés figurent dans la Table 8.4. Le flux non-absorbé a été extrapolé dans la bande 0.1–100 keV en générant des réponses *dummy* avec XSPEC. Cette extrapolation est bien justifiée dans le cas des données JEM-X, car la température de corps noir est à l'intérieur de la bande passante de l'instrument. En revanche, ici, avec le sursaut BAT, on peut questionner la validité de la valeur obtenue par simple extrapolation : $k_B T_{\text{bb}} = 2.4_{-0.5}^{+0.8} \text{ keV}$. Pour estimer l'erreur introduite par cette méthode, je me suis intéressé au sursaut #4 et ai comparé l'ajustement des données ISGRI seules et l'ajustement conjoint du spectre JEM-X/ISGRI (3–35 keV). J'ai trouvé qu'en ajustant uniquement le spectre haute énergie et en l'extrapolant à plus basse énergie, cela conduisait à une erreur de 30%, ce qui est acceptable compte tenu des barres d'erreur citées plus haut.

Du fait du fort taux de comptage au pic du sursaut #6, l'image XRT/PC souffre d'empilement et l'analyse spectrale au pic est rendue impossible. En conséquence, pour estimer le flux au pic du sursaut, j'ai utilisé les paramètres du spectre moyen (N_H fixé à $12 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et température de corps noir : $1.6_{-0.3}^{+0.4} \text{ keV}$), le taux de comptage au pic

(96 ± 30 coups s^{-1}) et l'outil WebPIMMS. On trouve ainsi un flux non-absorbé 0.1–100 keV de $2.7 \pm 0.8 \times 10^{-8}$ erg s^{-1} cm^{-2} . La température au pic pourrait cependant être plus grande que 1.6 keV. C'est pourquoi, via WebPIMMS, j'ai aussi estimé le flux au pic pour une température de 3 keV. Dans la mesure où cette valeur de température est considérée comme une limite supérieure, le flux déduit (6×10^{-8} erg s^{-1} cm^{-2}) doit également être regardé comme une limite supérieure.

Table 8.4 — Paramètres des sursauts de GRS 1741.9–2853.

<i>Id.</i>	<i>Instrument</i> ^{<i>a</i>}	<i>Début sursaut</i> [UTC]	$k_B T_{\text{pic}}^b$ [keV]	R_{pic}^c [km]	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	F_{pic}^d	f_b^e	τ_{fit}^f [s]	τ_{calc}^g [s]	F_{pers}^h	Δt^i [s]	γ^j [10^{-3}]
1	INTEGRAL/JEM-X	2005 Mar 24, 14 : 26 : 23	$2.3^{+0.8}_{-0.5}$	7^{+5}_{-3}	15.7/12	$3.2^{+0.7}_{-1.5}$	3.6 ± 0.4	12^{+2}_{-2}	11 ± 3	< 0.3	...	< 9
2	INTEGRAL/JEM-X	2005 Mar 25, 22 : 21 : 43	$2.0^{+0.5}_{-0.4}$	8^{+5}_{-3}	8.7/9	$2.8^{+0.6}_{-1.6}$	2.6 ± 0.3	8^{+2}_{-1}	9 ± 2	< 0.3	114869	< 11
3	INTEGRAL/JEM-X	2005 Avr 11, 08 : 53 : 16	$1.9^{+0.7}_{-0.5}$	12^{+12}_{-12}	13.7/17	$4.2^{+1.1}_{-3.4}$	4.5 ± 0.5	8^{+2}_{-1}	11 ± 3	0.7 ± 0.2	1420269	17 ± 7
4	INTEGRAL/JEM-X [†]	2005 Avr 17, 06 : 18 : 54	$2.5^{+0.5}_{-0.4}$	8^{+3}_{-2}	18.4/22	$5.5^{+0.7}_{-2.1}$	12.6 ± 1.0	11^{+2}_{-2}	23 ± 3	0.4 ± 0.2	509114	7.7 ± 4
5	Swift/BAT	2007 Jan 22, 06 : 12 : 54	$2.4^{+0.8}_{-0.5}$	8^{+5}_{-4}	5.2/7	$5.8^{+1.7}_{-2.5}$	> 4.7	...	> 8
6	Swift/XRT	2007 Feb 16, 22 : 59 : 28	$2.7^{+0.8}_{-0.8}$	3.3 ± 0.6	13^{+6}_{-5}	12 ± 6	0.8 ± 0.1	2220459	29 ± 12
7	INTEGRAL/JEM-X	2007 Mar 02, 08 : 42 : 34	$1.6^{+0.3}_{-0.3}$	15^{+8}_{-5}	9.1/13	$3.3^{+0.4}_{-1.5}$	5.3 ± 0.5	16^{+3}_{-3}	16 ± 3	0.7 ± 0.2	1158185	20 ± 6
8	INTEGRAL/JEM-X	2007 Mar 03, 15 : 51 : 05	$1.9^{+0.3}_{-0.3}$	11^{+4}_{-3}	11.6/12	$3.5^{+0.5}_{-1.2}$	3.9 ± 0.4	11^{+2}_{-2}	11 ± 2	1.0 ± 0.2	112057	29 ± 7
9	INTEGRAL/JEM-X	2007 Mar 06, 22 : 35 : 16	$1.6^{+0.4}_{-0.3}$	16^{+13}_{-7}	9.1/11	$3.6^{+0.9}_{-2.3}$	4.3 ± 0.5	10^{+3}_{-2}	12 ± 2	1.3 ± 0.2	283423	36 ± 8
10	INTEGRAL/JEM-X	2007 Mar 09, 17 : 28 : 56	$2.8^{+3.1}_{-1.0}$	4^{+6}_{-4}	5.9/9	$2.8^{+1.2}_{-2.5}$	2.5 ± 0.5	12^{+4}_{-2}	9 ± 4	1.2 ± 0.2	240790	43 ± 20
11	INTEGRAL/JEM-X	2007 Mar 15, 16 : 01 : 05	$1.7^{+0.5}_{-0.4}$	14^{+12}_{-14}	8.1/10	$3.1^{+0.8}_{-2.3}$	2.5 ± 0.4	11^{+2}_{-2}	8 ± 3	1.8 ± 0.2	513094	58 ± 16
12	INTEGRAL/JEM-X	2007 Mar 16, 14 : 09 : 14	$2.2^{+1.0}_{-0.6}$	7^{+6}_{-7}	5.3/8	$2.2^{+0.6}_{-1.9}$	2.0 ± 0.3	12^{+4}_{-3}	9 ± 3	1.4 ± 0.2	79685	65 ± 20
13	INTEGRAL/JEM-X	2007 Mar 19, 01 : 15 : 03	$1.7^{+0.3}_{-0.3}$	15^{+8}_{-5}	3.6/13	$3.9^{+0.7}_{-2.5}$	3.6 ± 0.4	10^{+3}_{-3}	11 ± 2	1.4 ± 0.2	212715	35 ± 8
14	XMM-Newton/PN	2007 Mar 31, 01 : 15 : 15	$1.9^{+0.6}_{-0.4}$	7^{+3}_{-2}	8.5/9	$1.1^{+0.2}_{-0.6}$	2.5 ± 0.3	19^{+2}_{-2}	21 ± 5	0.6 ± 0.1	1036812	54 ± 17
15	XMM-Newton/PN	2007 Avr 02, 02 : 39 : 03	$2.2^{+0.4}_{-0.3}$	6^{+2}_{-2}	25.5/21	$1.3^{+0.2}_{-0.3}$	3.6 ± 0.4	21^{+2}_{-2}	28 ± 5	0.7 ± 0.1	177828	54 ± 10

^{*a*} Le sursaut également détecté par ISGRI est assorti d'un « † ».^{*b*} Température de corps noir au pic du sursaut, en supposant $N_{\text{H}} = 12 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.^{*c*} Rayon de corps noir au pic en supposant une distance de 7 kpc entre nous et la source.^{*d*} Flux bolométrique (0.1–100 keV) non-absorbé au pic en unités $10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.^{*e*} Fluence du sursaut en unités $10^{-7} \text{ erg cm}^{-2}$.^{*f*} Temps de décroissance exponentielle ajusté sur la courbe de lumière.^{*g*} Temps de décroissance exponentielle calculé avec $\tau_{\text{calc}} \equiv f_b/F_{\text{pic}}$.^{*h*} Flux persistant bolométrique (0.1–100 keV) non-absorbé avant le sursaut en unités $10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.^{*i*} Temps écoulé depuis le dernier sursaut détecté.^{*j*} Rapport entre le flux persistant et celui du sursaut : $\gamma \equiv F_{\text{pers}}/F_{\text{pic}}$.

8.2.5 Discussion

Dans ce qui précède (§ 8.2.3), j’ai reporté les observations de la transitoire faible du centre Galactique GRS 1741.9–2853 avec, pour l’essentiel, les satellites *XMM-Newton* et *INTEGRAL*, durant deux périodes de visibilité, 2005 et 2007. Au cours de ces éruptions, le flux bolométrique persistant de la source a varié entre ~ 0.3 et $1.8 \times 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, avec un indice spectral photonique toujours voisin de 2 (Tab. 8.3 et 8.4). J’ai découvert 11 nouveaux sursauts X de type I avec *INTEGRAL* et examiné 4 autres de plus : 2 détectés par *XMM-Newton* et 2 par *Swift*. Les paramètres des 8 sursauts *RXTE* étudiés par Galloway et al. (2008) sont très similaires à ceux présentés ici (Tab. 8.4) en terme de flux au pic, fluence, temps de montée et profil temporel. Ceci plaide en faveur de l’association proposée par ces auteurs entre les sursauts et GRS 1741.9–2853.

On peut déterminer la distance à cette binaire X à l’aide de sursauts qui sont le siège de PRE (§ 7.5). Nous ne pouvons pas affirmer ici qu’aucun des sursauts n’ait atteint la luminosité d’Eddington, mais à partir du sursaut le plus puissant, #4, on peut calculer une limite supérieure à cette distance. En faisant l’hypothèse d’une émission isotrope et une luminosité bolométrique au pic égale à la luminosité d’Eddington pour un sursaut d’hélium pur (teneur massique en hydrogène $X = 0$), c’est-à-dire $L_{\text{Edd}} = 3.8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, comme l’ont déterminé empiriquement Kuulkers et al. (2003), nous obtenons une limite supérieure sur la distance $d \leq 7.6_{-0.5}^{+2.0} \text{ kpc}$. Pour comparaison, la valeur théorique (Lewin et al. 1993) pour la limite supérieure, en considérant une atmosphère d’hélium et une étoile à neutrons canonique ($1.4 M_{\odot}$ pour 10 km de rayon), est de $6.7_{-0.4}^{+1.8} \text{ kpc}$. Notons que supposer un sursaut riche en hydrogène (composition solaire $X_{\odot} = 0.7$) conduirait à une distance plus rapprochée de $5.1_{-0.3}^{+1.4} \text{ kpc}$. Ces estimations sont en accord avec les résultats de Cocchi et al. (1999) et Galloway et al. (2008), ainsi que la forte densité de colonne mesurée ($\sim 12 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$).

A présent, je présume que les sursauts observés sont des explosions d’hélium pur ($X = 0$) et que la distance de la source a une valeur fiduciaire de $d = 7 \text{ kpc}$. La fourchette de flux persistant bolométrique dans laquelle se situe la transitoire se transforme ainsi en un intervalle de luminosité : $L_{\text{pers}} \approx 1.7 - 10.5 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$. Or, la luminosité persistante dépend du taux d’accrétion local (par unité de surface), \dot{m} , selon la relation :

$$L_{\text{pers}} = 4\pi R^2 \dot{m} \left(\frac{GM}{R} \right) (1+z)^{-1}, \quad (8.1)$$

où M et R représentent la masse et le rayon de l’étoile à neutrons, respectivement, et

$$z = \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)^{-1/2} - 1 = (1 - 2\Xi)^{-1/2} - 1 \quad (8.2)$$

est le décalage vers le rouge gravitationnel à sa surface. Nous adoptons les valeurs standards $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 10 \text{ km}$, et par conséquent $z = 0.31$. De fait, $\dot{m} \approx 1000 - 6100 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Une unité commode pour exprimer \dot{m} est le taux d’Eddington associé :

$$\dot{m}_{\text{Edd}} = \left(\frac{2m_p c}{R\sigma_T} \right) \frac{(1+z)}{(1+X_0)}, \quad (8.3)$$

avec m_p , X_0 , c et σ_T la masse du proton, l’abondance en H de la matière accrétée depuis l’étoile donneuse, la célérité dans le vide, la section efficace de Thomson (§ 5.3.1), respectivement. Désormais, nous supposons que $X_0 = 0.7$ et donc que $\dot{m}_{\text{Edd}} = 11.5 \times 10^4 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, d’où $\dot{m} \approx 0.9 - 5.3\% \dot{m}_{\text{Edd}}$.

Par ailleurs, les fluences observées (f_b) des sursauts listés dans la Table 8.4 impliquent des énergies totales rayonnées de $E_b = 4\pi d^2 f_b \approx 1.2 - 7.4 \times 10^{39} \text{ erg}$. On peut, dès lors, estimer la colonne d’allumage (« ignition column ») de chaque sursaut, y_{ign} , en utilisant l’équation :

$$y_{\text{ign}} = \left(\frac{E_b}{4\pi R^2 \epsilon_{\text{nuc}}} \right) (1+z), \quad (8.4)$$

où ϵ_{nuc} est l'énergie nucléaire libérée par unité de masse ; cette dernière pouvant être reliée à l'énergie nucléaire libérée par nucléon,

$$Q_{\text{nuc}} \approx 1.6 + 4X \text{ MeV nucléon}^{-1}, \quad (8.5)$$

via $\epsilon_{\text{nuc}} = Q_{\text{nuc}} \times 10^{18} \text{ erg g}^{-1}$ (Wallace and Woosley 1981, Fujimoto et al. 1987). Cela nous donne des colonnes d'allumage : $y_{\text{ign}} \approx 0.8 - 4.8 \times 10^8 \text{ g cm}^{-2}$.

Il en découle des temps de récurrence théoriques des sursauts,

$$\tau_{\text{rec}} = \left(\frac{y_{\text{ign}}}{\dot{m}} \right) (1 + z), \quad (8.6)$$

qui s'étalent entre ~ 0.2 et $43.9 \times 10^5 \text{ s} = 0.2 - 5.1$ jours. Soulignons que ce calcul de τ_{rec} ne dépend pas de la distance admise d . Les temps écoulés entre les sursauts (Δt , Tab. 8.4) et les temps de récurrence attendus pour une combustion d'He pur, τ_{rec} , s'accordent bien pour les données des sursauts 3 et 4, ce qui suggère que ces derniers ont été consécutifs. La même conclusion tient pour les sursauts 1 et 2, en présumant que le flux persistant à cette époque était proche de $0.3 \times 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, ce que nous ne pouvons hélas pas vérifier, car la source était trop faible pour être détectée. Pour placer de plus fortes contraintes sur le temps de récurrence, considérons le jeu de données ininterrompu le plus long, i.e. les 3 révolutions successives d'*XMM-Newton* en avril 2007. Puisque le temps de récurrence théorique est à peu près deux fois la valeur de Δt mesurée entre les sursauts 14 et 15 (Tab. 8.4), nous avons très certainement manqué un sursaut pendant l'absence d'observation vers MJD 54191 (Cf. courbe de lumière en Fig. 8.5). Par contraste, en répétant le calcul précédent avec une teneur en hydrogène plus élevée dans la fusion nucléaire, $X = 0.7$, on déduit des temps de récurrence plus courts. En particulier, pour les sursauts *XMM-Newton*, τ_{rec} tombe à 0.3 jours, ce qui signifie qu'il devrait y avoir 2 sursauts satellites entourant le sursaut #15 dans la courbe de lumière de la révolution 1339. Dans la mesure où nous n'avons pas détecté ces sursauts, je conclus que GRS 1741.9–2853 est très probablement sujet à des sursauts d'hélium pur.

Comme je l'ai rappelé au § 7.4.2, les modèles théoriques prévoient que la nature de l'explosion nucléaire du fluide accrété dépend de manière critique du taux d'accrétion. Ici, la luminosité persistante de GRS 1741.9–2853 correspond à la frontière entre les régimes (b) et (c) (§ 7.4.2). Or, comme je l'ai argumenté plus haut par des considérations énergétiques, il semble que les sursauts procèdent d'explosion d'hélium, i.e. régime (c), ce qui est d'ailleurs renforcé par le fait que les temps de montée et les durées totales sont courts.

Pour tester la cohérence de cette démonstration, je vais examiner la condition d'appauvrissement (« depletion condition »). Admettons que H brûle de manière stable à la surface de l'étoile à neutrons, i.e. régimes (c), (d) et (e), à un taux fixé par les décroissances β (Hoyle and Fowler 1965) :

$$\epsilon_{\text{H}} = 5.8 \times 10^{15} \times Z_{\text{CNO}} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}, \quad (8.7)$$

où Z_{CNO} est la teneur massique en éléments CNO. Il existe alors une densité de colonne critique, y_{dep} , au-delà de laquelle l'hydrogène est complètement consommé, ne laissant derrière lui que de l'hélium pour l'explosion. On peut voir cette condition d'appauvrissement comme une condition de régime permanent. A la densité de colonne y_{dep} , l'hydrogène est brûlé aussi vite qu'il est remplacé par du combustible frais, acheminé par accrétion (Cumming and Bildsten 2000) :

$$y_{\text{dep}} = \frac{X_0 \dot{m} E_{\text{H}}}{\epsilon_{\text{H}}}, \quad (8.8)$$

où $E_{\text{H}} \approx 6.0 \times 10^{18} \text{ erg g}^{-1}$ est l'énergie dégagée par le cycle CNO chaud (§ 7.4.1), en incluant l'énergie emportée par les neutrinos (Wallace and Woosley 1981). La densité de colonne y_{dep} fixe ainsi la limite entre les régimes (c) et (d) : quand $y_{\text{ign}} > y_{\text{dep}}$, tout l'hydrogène a eu le temps

d'être consommé au moment de l'explosion, on est donc en régime (c) et vice versa. Considérons le sursaut le plus intense, #4, pour lequel $y_{\text{ign}} \approx 4.8 \times 10^8 \text{ g cm}^{-2}$. Même dans le cas le plus extrême d'une accréation d'hydrogène pur ($X_0 = 1$), on trouve toujours $y_{\text{ign}} > y_{\text{dep}}$, tant que $Z_{\text{CNO}} > 0.004$. Etant donné qu'une abondance CNO de 0.004 pour l'étoile companion est une valeur relativement basse pour une étoile de faible masse de population II, il est raisonnable de penser que cette condition sur la métallicité est remplie et que le sursaut 4 appartient au régime hélium pur (c). Pour les autres sursauts en revanche, la comparaison entre les colonnes d'allumage et d'appauvrissement est moins évidente, car les valeurs de X_0 et Z_{CNO} jouent un rôle plus critique. Remarquons toutefois que GRS 1741.9–2853 appartient très certainement à la CMZ (§ 3.5), dans laquelle Najarro et al. (2009) ont mesuré des compositions CNO jusqu'à deux fois la valeur solaire, $Z_{\text{CNO}} = 0.02$ (Cf. Asplund et al. 2005 pour Z_{\odot}). A condition que l'astre donneur soit une étoile de faible masse évoluée, dotée d'une composition riche en He ($X_0 < 0.3$), on trouve à nouveau $y_{\text{ign}} > y_{\text{d}}$ pour tous les sursauts. (En raison des grandes incertitudes sur les vraies valeurs de X_0 et Z_{CNO} , il convient de prendre cette condition d'appauvrissement avec précaution.)

Kuulkers et al. (2009) ont analysé des sursauts X pendant l'état quiescent d'une SXT et étudié le rôle de déclencheur que pourraient jouer ces sursauts quant à l'éruption elle-même. Dans le cas de GRS 1741.9–2853, le sursaut vu par *Swift*/BAT en janvier 2007 serait un bon candidat pour une amorce de l'éruption de 2007. Cela étant, la détection d'une courte période d'activité en septembre 2006 (Degenaar and Wijnands 2009) implique que l'étoile companion déversait déjà une quantité substantielle de matière en direction de l'étoile à neutrons avant 2007. Selon toute vraisemblance, ceci a aidé le développement de l'éruption et a ensuite ouvert la voie aux sursauts X et non l'inverse. Qui plus est, il est improbable que la source produise des explosions pendant son état quiescent à $10^{32-33} \text{ erg s}^{-1}$. D'une part, cela est théoriquement justifié par la stabilité attendue de la fusion d'hydrogène via les réactions PP ou pycnoclulaires en-dessous de $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ (Fushiki and Lamb 1987). D'autre part, la non-détection, jusqu'à présent, de sursauts X en provenance de GRS 1741.9–2853 pendant la quiescence corrobore cet état de fait (Table 8.1). (Plus de 2.8 Ms de données s'étalant sur 4 ans pendant l'état quiescent ont été explorées avec *INTEGRAL* sans succès.) A $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, cela prendrait 5 ans pour accumuler sur l'étoile à neutrons le fuel nécessaire à un sursaut de $\sim 10^{39} \text{ erg}$. Il semble donc que GRS 1741.9–2853 ne soit le siège d'explosions thermonucléaires que quand son niveau de luminosité atteint $10^{35-36} \text{ erg s}^{-1}$.

Alors que les sources uniquement sursauteuses ont souvent été présentées comme des prototypes pour l'observation de sursauts d'hydrogène à faible taux d'accréation (et potentiellement pendant la quiescence), i.e. régime (b), il apparaît à travers cette discussion que GRS 1741.9–2853 est un membre de la catégorie des sources transitoires faibles à sursauts d'hélium pur, i.e. régime (c). Il s'agit là de nouveaux éléments tendant à déconstruire la classe des « burst-only sources ». En effet, Cornelisse et al. (2004) avait déjà émis des réserves quant à l'homogénéité de ce groupe d'objets, en s'appuyant sur les disparités dans les durées des sursauts, la nature des systèmes (transitoires faibles ou quiescentes), etc.

8.3 AX J1745.6–2901

Dans cette section, je présente des résultats préliminaires d'un travail en cours sur la binaire AX J1745.6–2901, située à 1.3' au Sud-Est de Sgr A* (Fig. 8.2). Il s'agit d'un sursauteur court, transitoire et faible, qui affiche une riche variabilité temporelle, avec à la fois des éclipses et des obscurations partielles (« dips »). Cette source est aussi connue sous les noms CXOGC J174535.6–290133 et Swift J174535.5–290135.6 dans les catalogues *Chandra* et *Swift*, respectivement.

8.3.1 Histoire de AX J1745.6–2901 dans les années 90

A travers le satellite japonais *ASCA*, Maeda et al. (1996) ont découvert AX J1745.6–2901 en éruption à deux reprises en 1993 et 1994, avec une luminosité de 10^{35-36} erg s⁻¹. D'une part, la présence d'un sursaut X de type I dans les courbes de lumière a permis d'identifier sans ambiguïté la nature de l'objet compact accrétant (une étoile à neutrons). D'autre part, la présence de plusieurs éclipses a permis la mesure de la période orbitale du système, 8.356 ± 0.008 h, ainsi qu'une estimation de son angle d'inclinaison (angle entre la normale au plan des orbites du système et la ligne de visée) : $i \approx 70^\circ$. Une nouvelle éruption avec éclipse a été enregistrée par *ASCA* en 1997 (Sakano et al. 2002). Kennea and Skinner (1996) ont montré, du reste, qu'AX J1745.6–2901 était distincte de la transitoire du centre Galactique A 1742-289, observée en 1975 par le satellite *Ariel-5*.

8.3.2 L'éruption de 2006

Une dizaine d'années après les observations d'*ASCA*, AX J1745.6–2901 est à nouveau entrée en éruption pendant 5 mois, de février (Kennea et al. 2006, Chenevez et al. 2006) à juin 2006, et a atteint une luminosité au pic de $\sim 9 \times 10^{35}$ erg s⁻¹ (2–10 keV). A cette occasion, un suivi de la source avec *Swift*/XRT a mené à la détection de deux nouveaux sursauts X les 3 et 14 juin 2006 (Degenaar and Wijnands 2009).

8.3.3 L'éruption de 2007–2008

Dès février 2007, et cela jusqu'en mai 2008, une série d'ATEL (Astronomer's TELEgrams) a décrit succinctement des données de divers satellites, relatives à une nouvelle éruption d'AX J1745.6–2901. Kuulkers et al. (2007ab) et Wijnands et al. (2007) ont commencé par annoncé les résultats de leurs suivis *INTEGRAL* et *Swift* des sources binaires du bulbe Galactique. Puis, en avril 2007, avec les données *XMM-Newton* de la campagne 2007, Porquet et al. (2007) et Grosso et al. (2008) ont montré que AX J1745.6–2901 était le premier « dipper » connu du centre Galactique et ont raffiné la connaissance de ses éphémérides en mesurant une période de 30063.648 ± 0.004 s. Grâce à la résolution angulaire de *Chandra*, Heinke et al. (2008) ont fourni la meilleure position de la source connue à ce jour : R.A. = $17^{\text{h}}45^{\text{m}}35.63^{\text{s}}$, Dec. = $-29^\circ 01' 34.0''$ (J2000), avec une boîte d'erreur de $0.6''$.

Cette éruption longue d'au moins 1.5 ans (de février 2007 à septembre 2008) a été couverte par un programme d'observation régulier de *Swift*/XRT (Degenaar et al. 2008). On peut observer sur la Figure 8.8 la courbe de lumière à long terme s'étalant sur 4 ans, de 2006 à 2010, tirée de cette étude. On y constate que l'éruption de 2007–2008 a été plus lumineuse que la précédente en 2006 ($L_{\text{pic}} \approx 6 \times 10^{36}$ erg s⁻¹, 2–10 keV) et que le spectre y était légèrement plus mou $\Gamma \approx 2.7$ (contre 2.4 en 2006), avec toujours une forte absorption Galactique ($N_{\text{H}} \approx 23.8 \times 10^{22}$ cm⁻²). Hyodo et al. (2009) ont également étudié en détail le spectre d'AX J1745.6–2901 via des données *Suzaku* datant de 2008. Ils ont notamment décelé plusieurs raies d'absorption étroites relatives à la couche K du fer et du nickel, indiquant des abondances solaires pour ces éléments.

8.3.4 Résultats préliminaires

Afin d'étudier le comportement thermonucléaire de l'étoile à neutrons d'AX J1745.6–2901, dans une perspective semblable à celle de l'étude de GRS 1741.9–2853, j'ai analysé toutes les données disponibles des observatoires *INTEGRAL*, *XMM-Newton*, *Chandra* et *Suzaku* prises au cours de l'éruption de 2007–2008, dont en particulier les données propriétaires de la campagne 2008 (Chap. 5).

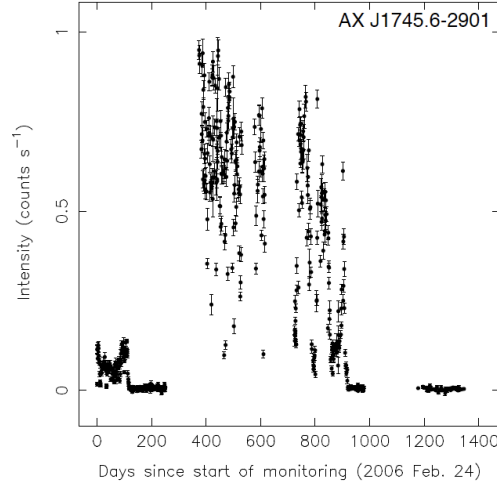


Figure 8.8 — Courbe de lumière à long terme d’AX J1745.6–2901, réalisée à partir des pointés *Swift*/XRT (Degenaar and Wijnands 2010).

Obscurations partielles

Comme on le voit bien sur les courbes de lumière *XMM-Newton*, *Chandra* et *Suzaku* que j’ai tracées en Figures 8.9 et 8.10, les éclipses sont toutes précédées d’un « creux » irrégulier. On peut l’interpréter comme une obscurtion partielle de l’objet compact, par le bourrelet du bord externe du disque d’accrétion au point d’impact de la coulée de matière en provenance de l’étoile compagne¹²⁵. En imaginant un angle d’inclinaison légèrement plus faible dans le cas de la Figure 7.1, cela correspondrait aux étapes (2–3); quant à la phase (4), elle traduirait l’éclipse. En réalité, Frank et al. (1987) ont démontré que l’angle d’inclinaison de ces systèmes qui exhibent à la fois des éclipses et des obscurtions partielles, devait se situer dans l’intervalle 75–80°, soit au moins 5° de plus que l’estimation de Maeda et al. (1996). Les irrégularités de ces creux (e.g. Fig. 8.10, panneau du haut) trahissent probablement une structure grumeleuse du bourrelet.

Eruptions

J’ai extrait en Figure 8.11 la courbe de lumière JEM-X à long terme de AX J1745.6–2901 avec toutes les données *INTEGRAL* accessibles. On y retrouve clairement l’éruption de 2007–2008 (MJD > 54100) tandis que celle de 2006 est moins évidente, car moins lumineuse (53800 < MJD < 53900). Etant donnée la haute inclinaison du système, l’auto-absorption du disque réduit la luminosité persistante apparente de la source d’un facteur ξ_p (Lapidus and Sunyaev 1985, Fujimoto 1988), donné par :

$$\xi_p^{-1} = 2|\cos i|. \quad (8.9)$$

Avec $i = 75 - 80^\circ$, on trouve ainsi qu’il convient de corriger les flux bruts cités par Degenaar and Wijnands (2009), d’un facteur $\xi_p = 1.9 - 2.9$, d’où une luminosité 2–10 keV au maximum de l’éruption de $\sim 1.2 - 1.8 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. On sort ainsi pratiquement de la catégorie des sursauteurs faibles.

¹²⁵Dans le cas des CV, ce bourrelet est un point chaud et donc apparaît généralement dans les courbes de lumière non pas comme un creux, mais une bosse.

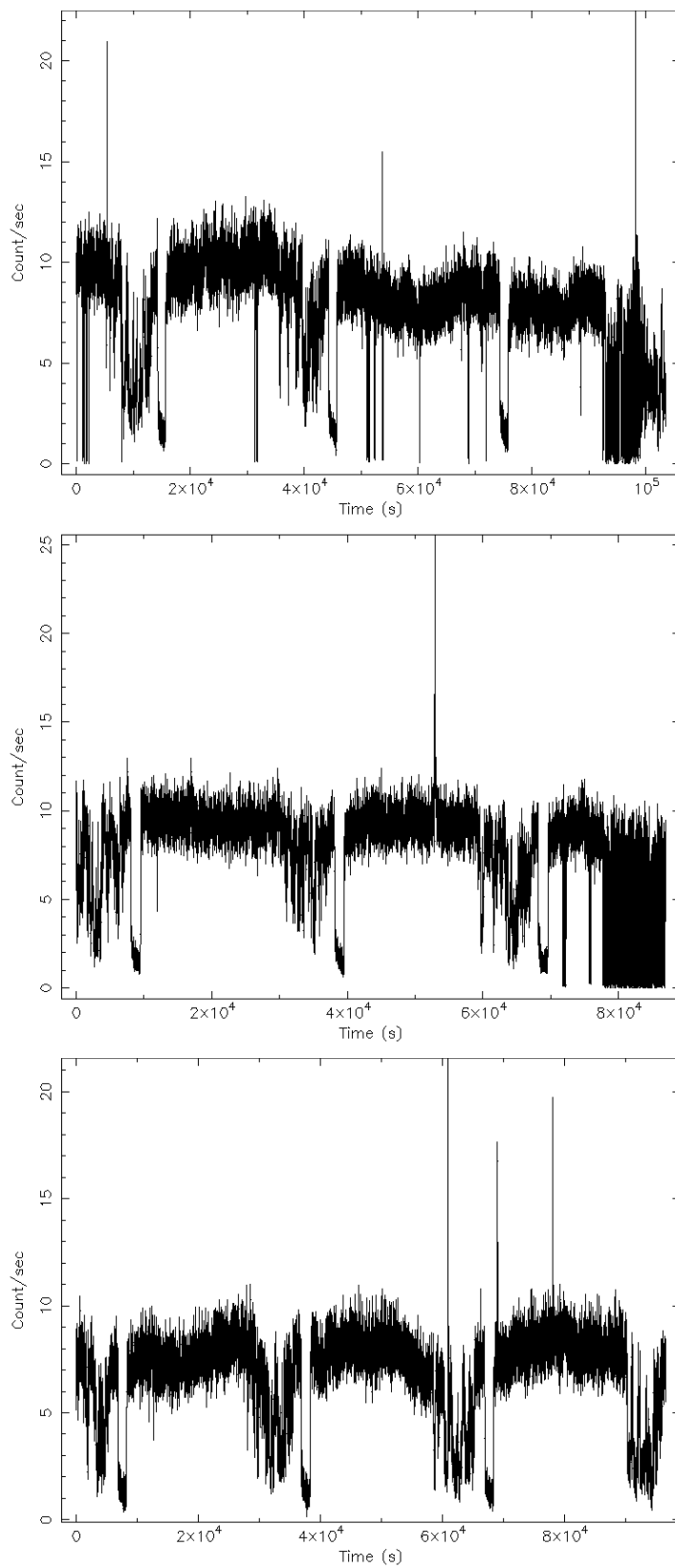


Figure 8.9 — Courbes de lumière *XMM-Newton*/PN (2–10 keV) d’AX J1745.6–2901 en avril 2007 (*haut et milieu*) et mars 2008 (*bas*), avec des pas de temps de 20 s.

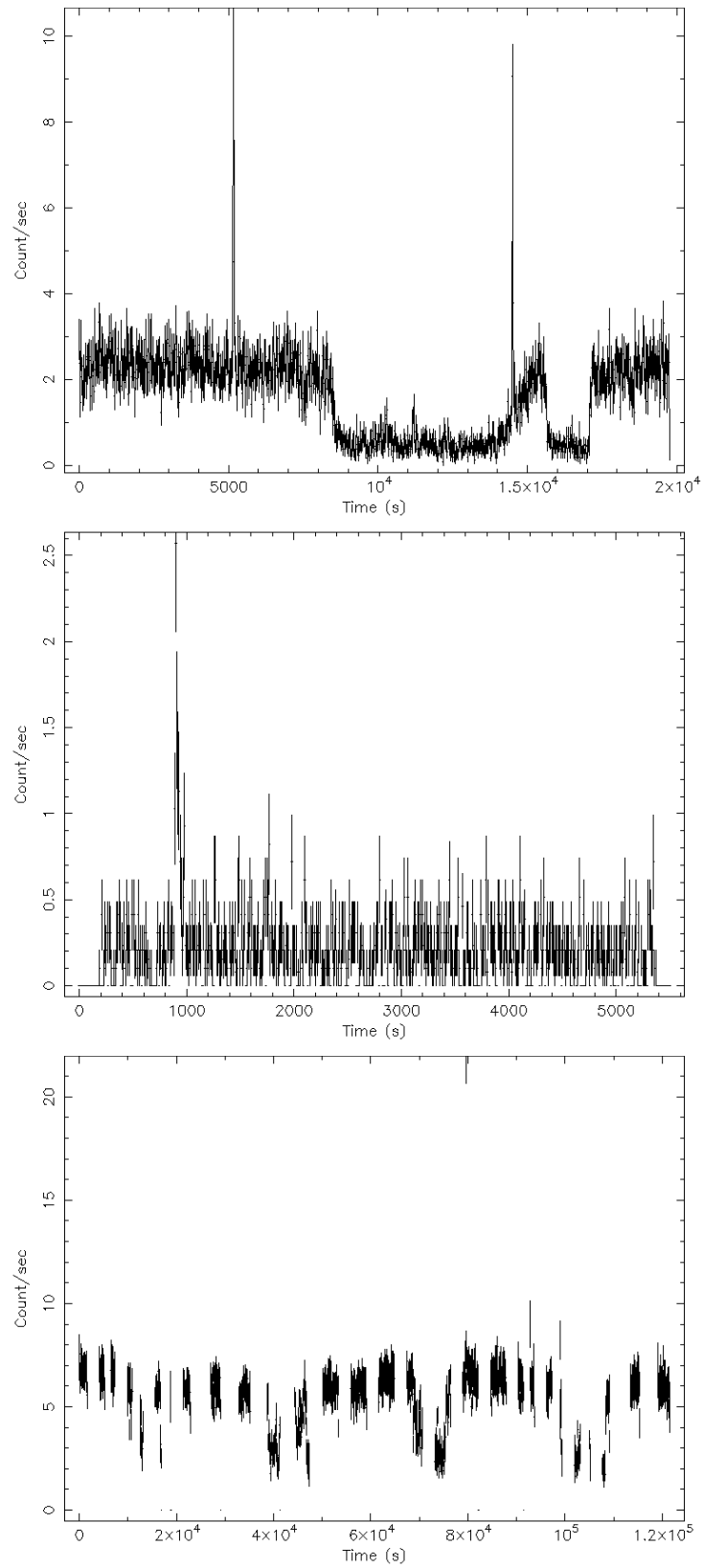


Figure 8.10 — Courbes de lumière (2–10 keV) d’AX J1745.6–2901 avec *Chandra*/ACIS en juillet 2007 (*haut*), *Chandra*/HRC en mai 2008 (*milieu*) et *Suzaku*/XIS en septembre 2007 (*bas*). Les pas de temps sont de 20, 10 et 40 s, respectivement.

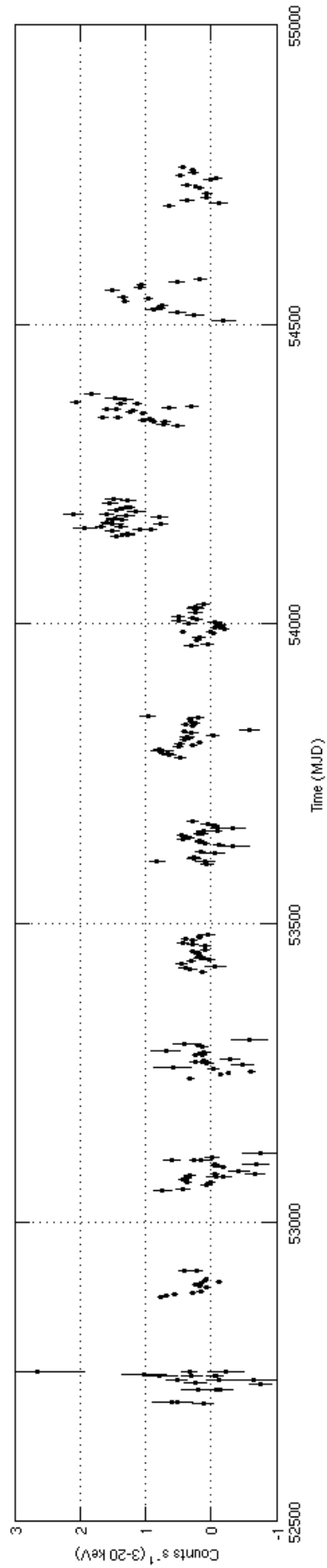


Figure 8.11 — Courbe de lumière JEM-X d'AX J1745.6–2901 à long terme.

Table 8.5 — Paramètres des sursauts d’AX J1745.6–2901.

<i>Id.</i>	<i>Instrument</i> ^a	<i>Orbite</i>	<i>Id. Obs.</i>	<i>Exp.</i> [ks]	<i>Début sursaut</i> [UTC]	<i>Durée</i> ^b [s]	Δt ^c [s]
1	<i>XMM-Newton</i> /PN	1339	0402430301	103.5	2007 Avr 1, 16 : 39 : 32	25	...
2	<i>XMM-Newton</i> /PN	1339	0402430301	103.5	2007 Avr 2, 06 : 05 : 10	> 13	48338
3	<i>XMM-Newton</i> /PN [†]	1339	0402430301	103.5	2007 Avr 2, 18 : 27 : 20	38	44530
4	<i>XMM-Newton</i> /PN [†]	1340	0402430401	97.6	2007 Apr 4, 09 : 42 : 04	44	> 50000
5	<i>Chandra</i> /ACIS	8567	900452	19.8	2007 Jul 19, 22 : 21 : 35	32	...
6	<i>Chandra</i> /ACIS	8567	900452	19.8	2007 Jul 20, 00 : 57 : 12	26	9340
7	<i>Suzaku</i> /XIS	...	102013010	99.4	2007 Sep 04, 17 : 09 : 30	56	...
8	<i>XMM-Newton</i> /PN	1518	0505670101	96.6	2008 Mar 24, 10 : 19 : 34	21	> 60000
9	<i>XMM-Newton</i> /PN	1518	0505670101	96.6	2008 Mar 24, 12 : 34 : 14	18	8080
10	<i>XMM-Newton</i> /PN	1518	0505670101	96.6	2008 Mar 24, 15 : 05 : 39	23	9084
11	<i>Chandra</i> /HRC	9073	400924	5.2	2008 Mai 11, 23 : 57 : 27	42	...

^a Les sursauts également couverts par une observation JEM-X sont assortis d’un « † ».

^b Durée approximative du sursaut dans les courbes de lumière avec des pas de temps de 1, 3.2 et 8 s pour *XMM-Newton*, *Chandra* et *Suzaku*, respectivement.

^c Temps écoulé depuis le dernier sursaut détecté.

Sursauts X

Sur les courbes de lumière des Figures 8.9 et 8.10, on voit 11 nouveaux sursauts X de type I : 7 avec *XMM-Newton*, 3 avec *Chandra* et 1 avec *Suzaku*. J’ai rassemblé une partie de leurs caractéristiques dans la Table 8.5.

Grâce aux pointés *XMM-Newton* et *Chandra*, qui furent relativement longs et sans interruptions, nous avons accès pour la première fois observationnellement au temps de récurrence de la source en avril 2007 (Fig. 8.9, haut), mars 2008 (Fig. 8.9, bas) et juillet 2007 (Fig. 8.10, haut). On constate que ce temps a été divisé par ~ 5 entre avril 2007 et juillet 2007-mars 2008, passant de ~ 50 ks à ~ 10 ks. Il est intéressant de voir que ce temps n’a visiblement pas varié entre juillet 2007 et mars 2008 (où les temps de récurrence des sursauts 9 et 10 sont voisins). Ce qui est plus surprenant, en revanche, c’est que le sursaut 8 n’ait pas été aussi précédé par un sursaut ~ 10 ks avant. Il n’y avait pas d’éclipse à ce moment là, donc cette non-détection est le signe d’un comportement assez irrégulier. A l’avenir il faudra estimer les paramètres énergétiques des sursauts en détail à l’aide des spectres, en prenant garde aux points suivants :

- le sursaut 3 s’est produit pendant un flare solaire si intense que la télémétrie a saturé et enclenché le mode *counting* (§ 5.2.1) ;
- en raison d’une autre éruption solaire, le sursaut 2 est tombé pendant une période à moitié GTI et à moitié BTI ;
- deux sursauts (#6 et #8) ont eu lieu durant une obscurcissement partielle et ont donc été partiellement absorbés ;

En ce qui concerne les données de JEM-X, je n’ai trouvé aucun candidat sursaut par une recherche à l’aveugle. Néanmoins, les sursauts 3 et 4 ont bénéficié d’une couverture par *INTEGRAL* lors de la campagne 2007. J’ai donc procédé à une recherche plus ciblée de ces deux sursauts dans les ScW en question, en modifiant la coupure sur les PIF (§ 8.2.4). Si on sélectionne tous les événements tels que $PIF > 0$, alors les sursauts d’AX J1745.6–2901 sont noyés dans le flux des autres binaires du champ de vue, et si la coupure est beaucoup plus drastique ($PIF > 0.9$), la statistique est trop faible pour les observer. Il existe donc un optimum pour la coupure (que j’ai situé au voisinage de 0.3), qui permet de mettre ces sursauts en évi-

dence dans les courbes de lumière JEM-X. Mais la significativité des sursauts reste faible et les données sont inutilisables d'un point de vue spectral. Il est ainsi manifeste que les sursauts d'AX J1745.6–2901 sont plus faibles que ceux de GRS 1741.9–2853. Peut-être que cela est en partie dû à la géométrie du système (Lapidus and Sunyaev 1985, Fujimoto 1988), dont on pourra tenir compte avec un facteur de correction des flux ξ_b , obéissant à la relation :

$$\xi_b^{-1} = 0.5 + |\cos i| . \quad (8.10)$$

En reprenant l'hypothèse $i = 75 - 80^\circ$, ξ_b varie entre 1.3 et 1.5.

8.4 Résumé

Depuis sa découverte, GRS 1741.9–2853 n'a pas été une cible facile pour les missions X, car il s'agit d'une source transitoire, faible et située dans une région du ciel confuse. Par conséquent, l'analyse détaillée de son comportement thermonucléaire explosif exige de longues expositions, une haute résolution angulaire et une bonne sensibilité, conditions que nous avons pu réunir avec *INTEGRAL*, *XMM-Newton* et *Swift*. Pour ce travail, j'ai analysé toutes les données recueillies par les deux premiers de ces satellites depuis 2002. Je confirme ainsi les résultats obtenus par les instruments antérieurs, i.e. que la source est à une distance de ~ 7 kpc et n'affiche des sursauts que pendant ses éruptions, tous les deux ans environ. A travers l'étude de 15 nouveaux sursauts en 2005/2007 et l'ajustement spectral du flux persistant correspondant, j'ai pu me pencher sur la question des processus nucléaires à l'œuvre lors des explosions. J'ai ainsi trouvé que des fusions instables d'hélium pur rendaient compte des observations de manière satisfaisante, alors que la présence de fusion d'hydrogène contredirait les temps de récurrence mesurés et les échelles de temps des sursauts. Par ailleurs, il a été suggéré que des oscillations rapides soient détectables dans certains sursauts de GRS 1741.9–2853 (Galloway et al. 2008), ce qui est en adéquation avec le fait que ces variations temporelles à haute fréquence apparaissent préférentiellement dans les sources avec emballement d'hélium (Cumming and Bildsten 2000, Narayan and Cooper 2007). Mais l'existence d'un rotateur rapide dans GRS 1741.9–2853 demeure encore spéculative pour l'instant et demande confirmation.

Suite à la publication de mon article (Trap et al. 2009), GRS 1741.9–2853 a été le siège d'une nouvelle éruption de fin septembre 2009 à début novembre 2009 (Chenevez et al. 2009, Kennea 2009) et a atteint une luminosité au maximum de son activité de $\sim 1 \times 10^{37}$ erg s⁻¹ (Degenaar and Wijnands 2010). Aucun nouveau sursaut X n'a été rendu public pour l'instant.

Concernant AX J1745.6–2901, j'ai débuté une analyse systématique préliminaire de 11 nouveaux sursauts de type I, présents dans les données des observatoires *INTEGRAL*, *XMM-Newton*, *Chandra* et *Suzaku* prises lors de l'éruption de 2007–2008. J'ai pu effectuer la première mesure du temps de récurrence de cet objet et montrer qu'il affiche un comportement irrégulier. Par ailleurs, la forte inclinaison de la source amène à l'observation d'éclipses et d'obscurations partielles. Au moins deux sursauts ont survenus pendant ces dernières ce qui va apporter une manière originale de sonder la géométrie du système, sachant qu'on ne connaît qu'une poignée de sursauteurs présentant une telle richesse de variations temporelles (e.g. EXO 0748-676, GX 13+1, 4U 1323–62, 4U 1354–69, 4U 1746–37).

QUATRIÈME PARTIE

Conclusion

Chapitre – 9

Bilan et perspectives

Sommaire

9.1	Sagittarius A [*]	183
9.2	Les sursauteurs X	187
9.3	Epilogue	189

LES recherches observationnelles et phénoménologiques exposées dans ce manuscrit ont principalement porté sur des objets compacts du centre de notre Galaxie, à savoir le trou noir massif central, Sgr A^{*}, et plusieurs étoiles à neutrons hébergées par des sursauteurs X. Le dénominateur commun à ces analyses a été le recours systématique à des approches multi-longueurs d’onde et multi-instruments, un accent particulier ayant été mis sur la recherche de variabilité sous forme d’éruptions et/ou de sursauts. Après avoir récapitulé les résultats essentiels des travaux présentés au cours des chapitres précédents, je décrirai mes recherches corollaires, qui ont également donné lieu à plusieurs publications référencées (Cf. Annexe A). Enfin, j’ouvrirai ce bilan en évoquant les perspectives générales des domaines concernés et mes pistes de recherche à venir.

9.1 Sagittarius A^{*}

9.1.1 Synthèse

Cette thèse a été l’occasion de mieux cerner les propriétés radiatives des éruptions actuelles de Sgr A^{*} dans le cadre de plusieurs collaborations internationales ayant mobilisé les instruments *XMM-Newton*, *INTEGRAL*, *VLT* (NACO + VISIR), *APEX* et *Fermi*. En 2007, j’ai notamment placé de sévères contraintes sur les flux MIR et gamma mou d’une forte éruption X/NIR. Prises dans leur globalité, ces mesures spectrales m’ont conduit à remettre en question le processus synchrotron self-Compton en tant que rayonnement sous-tendant l’éruption X. En 2009, faute de pouvoir valider les résultats de 2007 ou d’avoir trouvé une contrepartie de Sgr A^{*} au GeV, j’ai employé le *VLT* pour une mesure originale de l’indice spectral des éruptions NIR, ce qui m’a permis de confirmer que ces dernières sont relativement dures. Par ailleurs, les données submillimétriques auxquelles j’ai eu accès m’ont amené à rejeter le modèle d’expansion de van der Laan (1966), dans sa forme la plus immédiate, pour rendre compte des éruptions retardées.

Les flares X sont-ils toujours mous ? Les flares NIR sont-ils toujours durs ? Ces indices spectraux évoluent-ils dans le temps ? Une éruption submm intense s'accompagne-t-elle simultanément d'une éruption NIR ? Les nouvelles observations couplées *XMM-Newton/VLT* que nous avons planifiées pour 2012, en réponse à l'AO-10 d'*XMM-Newton* (P.I. : A. Goldwurm), nous livrerons, espérons-le, de nouveaux éléments de réponse, en particulier si les conditions sont favorables à l'utilisation de la LGS de NACO, un point qui améliorera significativement la qualité des mesures. La lumière sur l'origine des éruptions viendra certainement également de l'analyse des flares d'autres trous noirs supermassifs sous-lumineux dans le voisinage de la Voie Lactée, notamment M 31* (Garcia et al. 2010).

9.1.2 *Activité passée du trou noir*

En parallèle de ce travail sur l'activité présente du trou noir, j'ai collaboré à deux études (Ponti et al. 2010, Terrier et al. 2010) mettant en évidence une plausible activité exceptionnelle de Sgr A* dans le passé. Ce résultat d'« astroarchéologie » est le fruit de l'observation répétée sur plusieurs années de l'émission en X durs et mous d'essentiellement deux grands nuages moléculaires de la CMZ : Sgr B2 et le « Bridge » (sorte de pont entre M 0.02–0.07 et G 0.11–0.11, Fig. 3.7 et 6.1). Nous pensons que ces nuages réverbèrent, aujourd'hui, les rayons X issus d'une éruption géante de Sgr A* survenue il y a plusieurs siècles. Comme on peut le constater sur la Figure 9.1, les flux de ces sources étendues sont variables dans le temps. Sgr B2 a vu son flux décliner d'un facteur ~ 2 en 7 ans, tandis que, dans le même temps, le Bridge s'est progressivement allumé. Un élément remarquable dans cet allumage est la vitesse apparente du front de lumière. Ce dernier semble avoir parcouru ~ 15 années-lumière en seulement ~ 5 ans, d'où une vitesse égale environ au triple de la célérité. Par des effets de géométrie, des phénomènes supraluminiques de ce genre sont attendus d'un écho de lumière (Sunyaev and Churazov 1998), mais pas d'un bombardement de rayons cosmiques. Il semble, par conséquent, que l'on puisse trancher le débat affairant à la nature des émissions de haute énergie des nuages moléculaires soulevé au § 3.6.1. Ainsi, pour unifier ces observations avec le moins d'hypothèses possibles, nous avons proposé le scénario suivant : il y a 400 ans, Sgr A* aurait été le siège d'une éruption monumentale de $\sim 10^{39}$ erg s $^{-1}$, qui aurait duré 300 ans et se serait donc achevée il y a 100 ans¹²⁶. Le flash de rayons X, relâché à cette occasion, aurait ensuite balayé toute la CMZ. Compte tenu des dispositions relatives des nuages et de la Terre, de notre point de vue, le front d'onde aurait quitté Sgr B2 et G 0.11–0.11 (qui nous renvoyaient, tous deux, un continuum de rayons X par diffusion Thomson) à peu près en même temps qu'il rencontrait la majeure partie du Bridge (dans lequel il excitait la fluorescence du fer neutre à 6.4 keV).

Une corrélation a été récemment mis en évidence entre le flux X des complexes moléculaires du centre Galactique et les cartes d'abondance de la molécule SiO, auxquelles on accède via des raies de rotation millimétriques (Amo-Baladrón et al. 2009). La bouffée de rayons X de l'éruption géante engendrerait probablement, localement, des pics de température, qui auraient un impact notable sur la chimie du milieu interstellaire. Non seulement accéléreraient-ils les réactions en phase gazeuse, mais ils favoriseraient également l'évaporation des molécules de SiO depuis des nano-grains de silicate. L'astrochimie du centre Galactique nous renseignera donc sûrement bientôt d'avantage sur le petit AGN qui y était logé voici, à peine, quelques siècles.

9.1.3 *Perspectives du domaine*

Quelles seront les prochaines grandes étapes de l'exploration de Sgr A* ? Comme par le passé, les progrès d'envergure procéderont, sans doute, de l'introduction de nouveaux moyens d'observation dans les principales divisions du spectre électromagnétique :

¹²⁶Ce niveau de luminosité reste 10^{-5} fois plus faible que la luminosité d'Eddington.

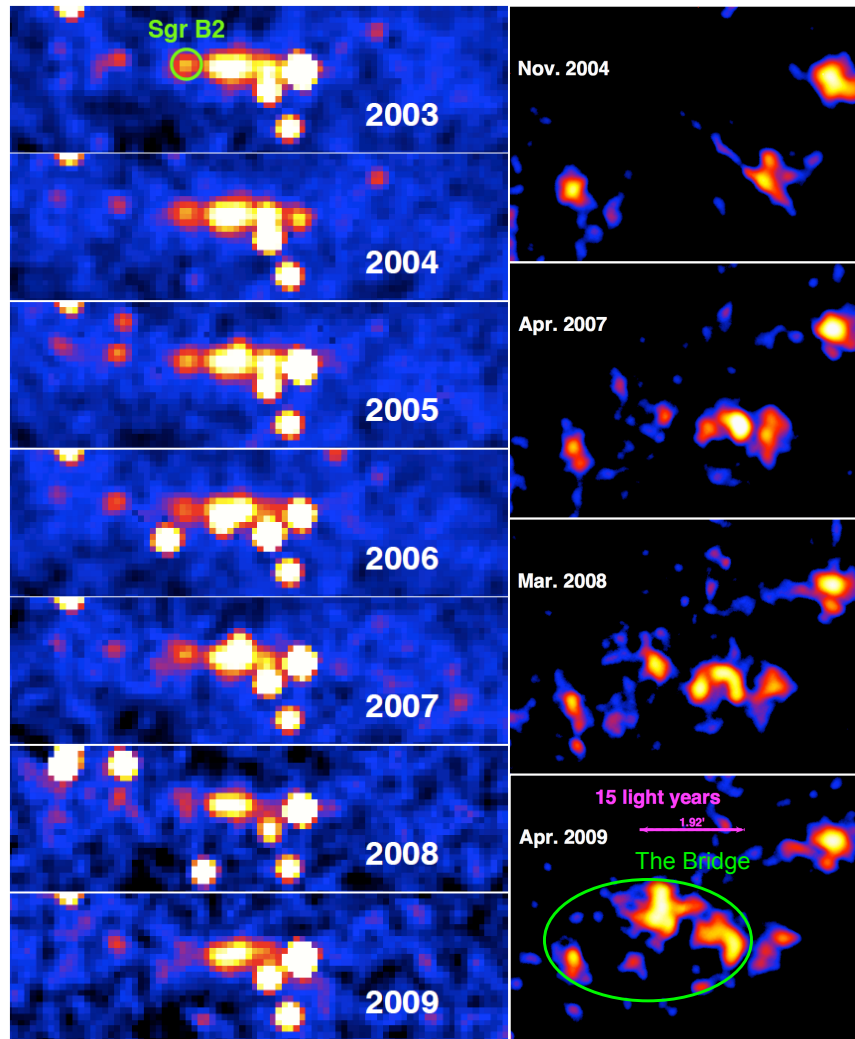


Figure 9.1 — Echos X dans les nuages moléculaires du centre Galactique. (*Gauche*) Décroissance de l'écho reflété par Sgr B2 au cours des dernières années, telle que l'a immortalisé *INTEGRAL*/ISGRI entre 20 et 60 keV (Cf. Fig. 3.8 et 5.17 pour des légendes). Chaque pose totalise ~ 3 Ms. Figure extraite de Terrier et al. (2010). (*Droite*) Propagation d'un flash de réflexion X dans le Bridge. Les données ont été prises par *XMM-Newton*/PN dans la raie K_{α} du fer neutre (6.4 keV). Le front d'onde est supraluminique puisqu'il semble parcourir 15 années-lumière en seulement ~ 5 ans. Figure adaptée de Ponti et al. (2010).

- *Radio-Submillimétrique* : La résolution de la source Sgr A* par des techniques VLBI millimétriques est imminente (Doeleman et al. 2008). S'il s'agit d'un authentique trou noir, les images VLBI dévoileront une silhouette sombre, d'environ $10 \mu\text{as}$ (Eq. 1.9, soit la taille apparente d'une pièce de monnaie sur la Lune), au milieu d'un flot d'accrétion et/ou d'éjection (Falcke et al. 2000, Bromley et al. 2001, Broderick and Narayan 2006, Falanga et al. 2007). Cela représentera alors une avancée prodigieuse, validant la notion d'horizon des événements, plus de deux siècles après que les théoriciens aient osé l'imaginer. Parmi tous les trous noirs présumés, Sgr A* est celui qui présente la plus grande taille apparente et sera donc le premier à être résolu, même si son rival, M 87* le talonne de près¹²⁷ ...

Par ailleurs, avant l'arrivée d'ALMA d'ici quelques années, le satellite *Herschel*, limité angulairement à une résolution de $6''$ au mieux, de même que l'observatoire volant *SO-FIA*, parviendront peut-être à séparer Sgr A* de la minispirale en submillimétrique/FIR.

- *Infrarouge* : En proche infrarouge, la technique VLTI affinera considérablement le suivi astrométrique des étoiles de l'amas central avec à la clé, à coup sûr, des avancées de périastre et d'autres effets relativistes aptes à tester la théorie de la relativité générale et mesurer le spin du trou noir (Eckart et al. 2005). La position du centroïde de futurs flares pourra aussi être suivi à la trace, si un mouvement orbital les anime (Hamaus et al. 2009). A l'horizon 2014, le *JWST* (*James Webb Space Telescope*) devrait être satellisé au point de Lagrange L2. (Il ne souffrira donc plus de fréquentes occultations terrestres comme son prédécesseur, le *HST*, ce qui améliorera d'autant les courbes de lumière.) Avec un miroir de 6.5 m de diamètre et l'absence de turbulences atmosphériques, les performances NIR et MIR du *JWST* n'auront alors rien à envier à celles du *VLT*.

- *Rayons X* : En X durs, des instruments comme *NuSTAR* (*Nuclear Spectroscopic Telescope Array*) ou *Astro-H* révolutionneront les images du centre Galactique par leur finesse, comme l'ont fait *Chandra* et *XMM-Newton* en X mous au cours de la dernière décennie. L'origine de IGR J17456–2901 s'en trouvera certainement élucidée et les spectres X des flares mesurés jusqu'à ~ 100 keV (Goldwurm 2008b).

En X mous, en revanche, l'avenir est plus incertain. Un observatoire comme *IXO* (*International X-ray Observatory*) apporterait une bien meilleure statistique pour les spectres et courbes de lumière que les instruments en vol à l'heure actuelle (et, souhaitons-le, un accès à la polarisation du rayonnement). Cependant, du point de vue de la résolution angulaire, celle atteinte par *Chandra* devrait rester inégalée pour encore plusieurs décennies, ce qui est fort dommage compte tenu des percées inestimables qu'ont toujours amené les progrès de l'imagerie dans l'étude du centre Galactique...

- *Rayons gamma* : Dans la région du GeV, les opérations de *Fermi* vont perdurer encore plusieurs années et continueront à accumuler de la statistique. Mais aucun successeur n'est prévu pour le moment, y compris au MeV.

Au TeV, c'est le projet *CTA* (*Cherenkov Telescope Array*) qui devrait prendre le pas de *HESS* et consorts. La position de HESS J1745–290 sera alors raffinée et mesurée à plus basse énergie. La meilleure statistique obtenue rendra peut-être possible, alors, la découverte d'une éventuelle variabilité temporelle.

Pour ce qui est des potentiels rayons cosmiques que nous enverrait le centre Galactique, la chasse est maigre pour l'instant. Les désintégrations de π^\pm produits par des interactions de hadrons dans la CMZ devraient fournir des neutrinos de haute énergie, que la collaboration *ANTARES* (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*), par exemple, recherche activement. S'agissant de particules plus lourdes, une anisotropie dans la distribution des gerbes de particules secondaires, comportant un excès en direction du centre

¹²⁷ M 87* est plus distant que Sgr A*, mais il est plus lourd si bien que, au final, les tailles sont comparables.

Galactique vers 10^{18} eV, a été annoncée par Hayashida et al. (1999), au nom de la collaboration AGASA (*Akeno Giant Air Shower Array*). Les particules primaires pourraient être interprétées comme des neutrons¹²⁸ en provenance du centre de la Voie Lactée, mais signalons que l'*Observatoire Pierre Auger* a récemment démenti ce signal (Abraham et al. 2007).

9.2 Les sursauteurs X

9.2.1 Synthèse

La surveillance régulière du centre Galactique que mes collaborateurs et moi avons menée ces dernières années, au moyen d'*XMM-Newton* et d'*INTEGRAL*, nous a donné l'opportunité d'observer un échantillon de sursauteurs X transitoires en éruption. J'ai ainsi caractérisé le comportement explosif de GRS 1741.9–2853, en explorant un large volume de données *XMM-Newton*, *INTEGRAL* et *Swift*. Selon toutes vraisemblances, ces explosions ont résulté de la combustion d'hélium pur, là où les modèles théoriques prévoyaient plutôt la fusion d'hydrogène. A présent, je poursuis une recherche similaire sur AXJ1745.6–2901, qui affiche une riche variabilité sous forme de d'éclipses et d'obscurations partielles. J'ai rassemblé toutes les données pertinentes des observatoires *XMM-Newton*, *Chandra*, *Suzaku*, *INTEGRAL*, *Swift* et *RXTE*, afin d'en tirer, ultérieurement, une étude exhaustive de 11 nouveaux sursauts X.

Outre leur localisation, un des points communs entre GRS 1741.9–2853 et AXJ1745.6–2901 est leur faible niveau de luminosité (10^{36-37} erg s⁻¹). Cela présente un double intérêt. D'une part, il a été démontré empiriquement que les sursauteurs faibles représentent d'excellentes cibles pour débusquer de nouveaux rotateurs rapides. D'autre part, ces sources constituent une passerelle vers une nouvelle catégorie de sursauteurs faibles, qui a vu le jour il y a quelques années : les sursauteurs longs.

9.2.2 Deux sursauteurs longs

Depuis 2007, j'ai été amené à participer à l'analyse de deux sursauteurs longs par le biais de deux travaux collaboratifs : SLX 1737–282 (Falanga et al. 2008a) et 1RXHJ173523.7–354013 (Degenaar et al. 2010).

SLX 1737–282 (dans le coin en haut à droite de la Figure 8.2) est un objet de choix pour examiner les sursauts longs, car il ne produit que des sursauts environ 10 fois plus longs que les sursauts courts (Fig. 9.2, gauche), avec un temps de récurrence estimé à ~ 90 jours. Cette source a la particularité de présenter une luminosité faible ($\sim 10^{36}$ erg s⁻¹) et persistante. On peut en déduire que l'étoile à neutrons est relativement proche de son étoile compagnon¹²⁹ et que la période orbitale est inférieure à 1 h. C'est que l'on appelle une « binaire ultracompacte ». Pour alimenter un flot d'accrétion stable, il faut (i) que l'étoile compagnon remplisse son lobe de Roche et (ii) que les orbites se réduisent lentement au cours du temps, afin que l'enveloppe de l'étoile compagnon déborde toujours légèrement son lobe de Roche¹³⁰. Nous avons utilisé ces deux conditions pour contraindre l'équation d'état de l'étoile compagnon de SLX 1737–282 et avons montré que cette dernière était compatible avec une naine blanche faite principalement d'hélium dégénéré¹³¹. Dans ce contexte, les sursauts longs découleraient de l'accumulation,

¹²⁸ Ils seraient non-défléchis par le champ magnétique Galactique, car non-chargés, et seraient relativistes, donc auraient le temps de nous parvenir avant leur désintégration (avec $\gamma \approx 10^9$, leur distance de vol est de ~ 10 kpc).

¹²⁹ En effet, avec un taux d'accrétion faible, les modèles de type DIM nous enseignent que, si les deux astres sont trop éloignés l'un de l'autre, alors des instabilités se développent dans le disque d'accrétion et la luminosité ne peut plus demeurer constante (Dubus et al. 1999, in't Zand et al. 2007).

¹³⁰ La lente perte d'énergie du système par émission d'ondes gravitationnelles doit pouvoir maintenir le taux d'accrétion constant (Bildsten and Chakrabarty 2001).

¹³¹ D'un point de vue évolutif, ceci s'explique par la vieillesse des systèmes ultracompacts, qui ont épuisé tout leur hydrogène.

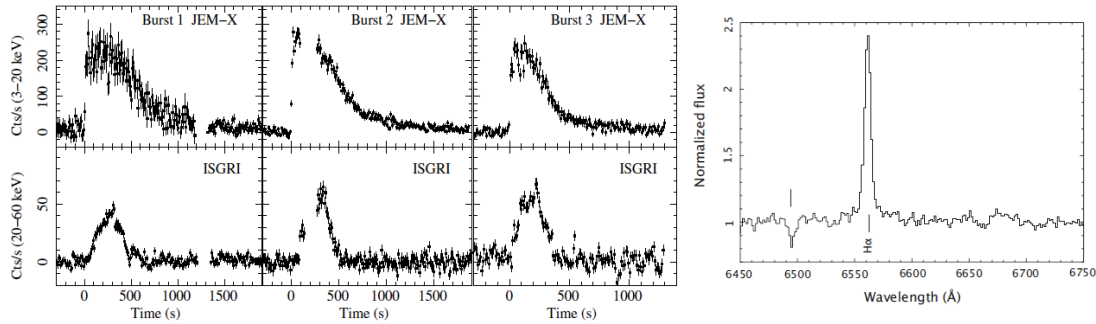


Figure 9.2 — (*Gauche*) Courbes de lumières de trois sursauts longs de SLX 1737–282 vus par *INTEGRAL*. (*Droite*) Spectre optique de 1RXH J173523.7–354013 dans le voisinage de la raie H α , pris avec spectrographe *VLT/FORS2*. Figures tirées de Falanga et al. (2008a) et Degenaar et al. (2010), respectivement.

par accréation directe, d’une épaisse couche d’hélium à la surface de l’étoile à neutrons, qui s’enflammerait quand la température à sa base serait suffisante (la durée du sursaut étant fixée par l’épaisseur à brûler). Nous avons ainsi justifié que SLX 1737–282 est le meilleur prototype connu de sursauteur long à explosion d’hélium pur.

Pour accréditer ce scénario de fonctionnement des sursauteurs longs, j’ai pris part à un travail concernant 1RXH J173523.7–354013 (ou IGR J17353–3539), dont le seul sursaut long connu a été enregistré en 2008. En reprenant toutes les données de la mission *INTEGRAL*, j’ai pu prouver que cette source est sujette à une accréation faible et stable, sans la moindre trace de sursauts X courts, un peu comme pour SLX 1737–282. En revanche, la contrepartie optique de l’étoile compagne de 1RXH J173523.7–354013 étant connue, un spectre a pu être tiré à l’aide du spectrographe FORS2 (FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph), monté au foyer Cassegrain de l’unité *Antu* du *VLT*. Il a été reproduit en Figure 9.2 et arbore une intense raie H α , signe qu’il reste, dans ce système, de l’hydrogène qui n’a pas fusionné en hélium. Ceci modère naturellement l’application systématique du scénario à base de binaire ultracompacte mentionné plus haut.

9.2.3 Perspectives du domaine

A propos de l’observation des sursauts X, la tendance actuelle est à l’établissement de grands catalogues rassemblant des milliers d’événements (e.g. le travail de Galloway et al. 2008 avec les données de *RXTE*). Les données *INTEGRAL*/JEM-X relatives aux sursauts sont encore assez largement inexploitées. Etant donnée l’expertise que j’ai pu développer dans ce domaine ces dernières années, je souhaite pouvoir m’associer à ce futur travail de « data mining ». Par ailleurs, j’envisage de rechercher d’éventuelles contreparties NIR de sursauts X (si possible avec le *VLT*), car c’est un sujet qui n’a jamais été réellement approfondi depuis les années 80 (Cf. Kawara et al. 1984 et les références s’y trouvant). Or, la réverbération des rayons X des sursauts sur le disque d’accréation et/ou la photosphère de l’étoile compagne offre la possibilité de mesurer les paramètres du système (excentricité, inclinaison, etc) d’une manière originale. D’un point de vue plus exploratoire, je souhaiterais également initier une recherche systématique (à l’aide de « triggers » électromagnétiques) des contreparties des sursauts X en astroparticule et notamment en neutrinos de basse énergie, car ces derniers étant attendus des réactions nucléaires en jeu lors des explosions.

A l’avenir, ce seront les successeurs du satellite *RXTE*, tels *ASTROSAT* ou *LOFT* (*Large Observatory For X-ray Timing*), qui feront évoluer la recherche sur les sursauts X. Leurs immenses surfaces collectrices permettront, en particulier, des études spectrales et temporelles d’une grande finesse pour mieux sonder les processus physiques au travail.

9.3 Epilogue

Les objets compacts abordés tout au long de ce manuscrit ont fait l'objet exclusivement d'études à base de rayonnements électromagnétiques. Or, il est un rayonnement d'une toute autre nature que les objets compacts impriment mécaniquement dans la trame de l'espace-temps : les ondes gravitationnelles. Recherchées dès les années 1950 par Joseph Weber, leur première détection directe est attendue très prochainement à haute fréquence et dans un avenir plus lointain à basse fréquence. Notre compréhension de Sgr A* et des sursauts X s'en trouvera assurément profondément modifiée :

- *A haute fréquence* ($10\text{--}10^4$ Hz) : Les sursauts X mettent en jeu des mouvements relativistes de fluides très denses, que ce soit par les explosions elles-mêmes ou la rotation de l'étoile à neutrons sous-jacente. Par ailleurs, les oscillations quasi-périodiques observées pendant les sursauts témoignent d'une certaine inhomogénéité dans la distribution de matière, indispensable à l'apparition de quadrupôles gravitationnels. Là aussi, je souhaiterais démarrer un travail prospectif de recherche de signaux gravitationnels, avec triggers électromagnétiques, en association avec les physiciens des collaborations *LIGO* (*Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory*) et *VIRGO*, dans la perspective des versions avancées des détecteurs, qui seront nettement plus sensibles qu'actuellement.
- *A basse fréquence* ($10^{-4}\text{--}1$ Hz) : D'une part, les sursauts longs révélateurs de binaires ultracompactes seront des cibles prioritaires pour la future mission spatiale *LISA* (*Light Interferometer Space Antenna*). D'autre part, les modèles de ségrégation stellaire prévoient que Sgr A* devrait s'être entouré d'un véritable « cimetière » d'objets compacts, dont les mouvements spiralant doivent susciter des ondes gravitationnelles d'une grande richesse (Fig. 9.3). Selon les experts, la détection de ces EMRI (Extreme Mass Ratio Inspiral) constituera le Graal de l'astronomie gravitationnelle dans les futures décennies.

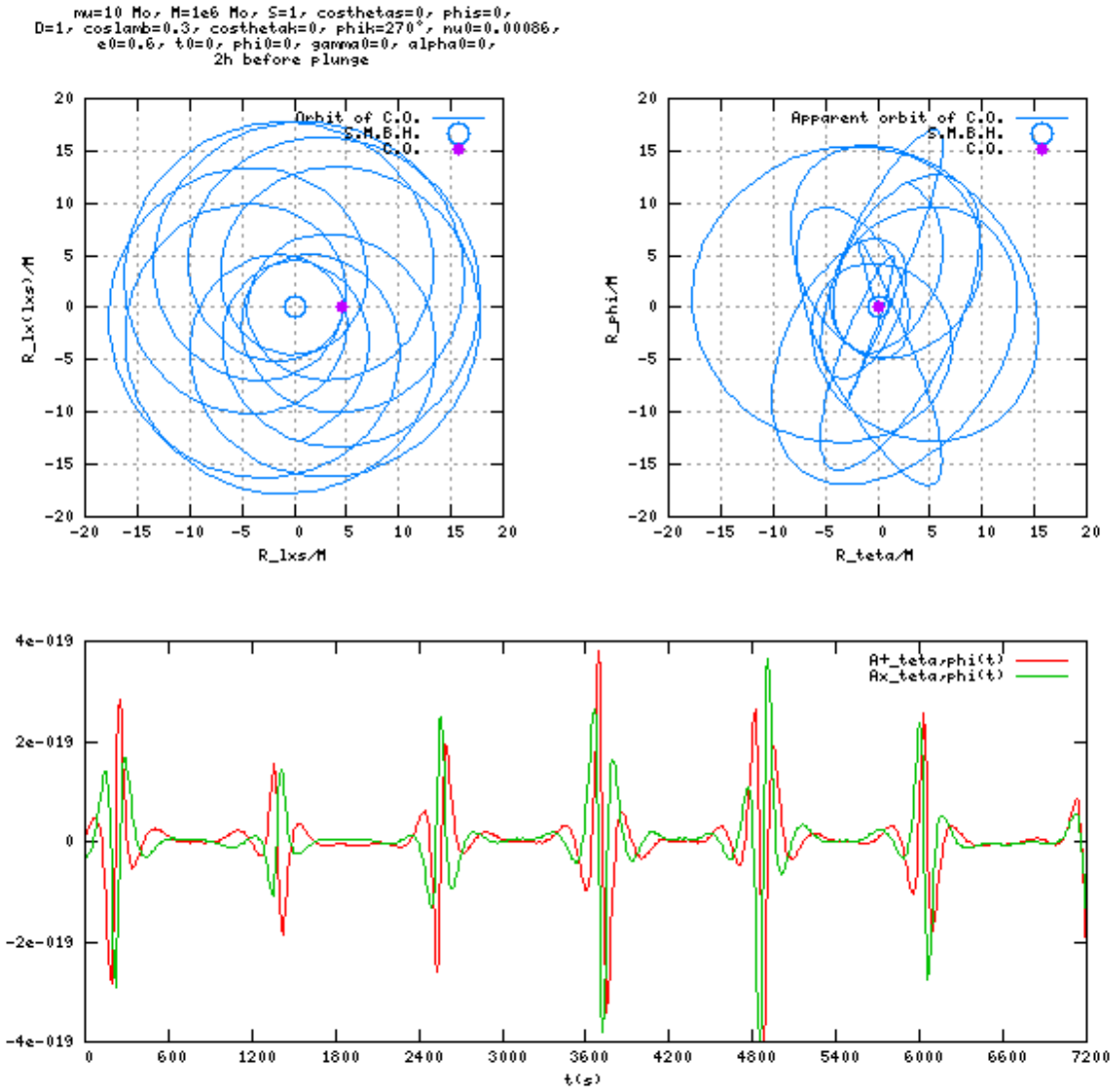


Figure 9.3 — Phase terminale d’une EMRI constituée d’un trou noir supermassif de Kerr ($10^6 M_{\odot}$), au centre, et d’un trou noir stellaire ($10 M_{\odot}$), en orbite pendant 2 h avant son plongeon final. (*Gauche*) Trajectoire du trou noir stellaire dans le plan orbital. (*Droite*) Même trajectoire vue par un observateur terrestre. (*Bas*) Profil temporel de l’onde gravitationnelle de l’EMRI reçue sur Terre. Une décomposition standard sur une base de polarisation « + » et « × » a été appliquée. Figure issue de Trap (2006).

CINQUIÈME PARTIE

Annexes

Annexe – A

Articles

Sommaire

A.1 Articles principaux	193
A.2 Autres publications	194

A.1 Articles principaux

A.1.1 Campagne 2007

Trap, Goldwurm, Terrier, Dodds-Eden, Gillessen, Genzel, Pantin, Lagage, Ferrando, Bélanger, Porquet, Grosso, Yusef-Zadeh, Melia
Soft gamma-ray constraints on a bright flare from the Galactic Center supermassive black hole
Adv. Space Res. 45, 507–520 (2010)

A.1.2 Campagne 2009

Trap, Goldwurm, Dodds-Eden, Weiss, Terrier, Ponti, Gillessen, Genzel, Ferrando, Bélanger, Clénet, Rouan, Predehl, Capelli, Melia, Yusef-Zadeh
*Concurrent X-ray, near-infrared, sub-millimeter, and GeV gamma-ray observations of Sagittarius A**
A&A 528, A140 (2011)

A.1.3 Le sursauteur GRS 1741.9–2853

Trap, Falanga, Goldwurm, Bozzo, Terrier, Ferrando, Porquet, Grosso, Sakano
Bursting behavior of the Galactic center faint X-ray transient GRS 1741.9-2853
A&A 504, 501–510 (2009)

A.2 Autres publications

A.2.1 *Sgr A**

Porquet, Grosso, Predehl, Hasinger, Yusef-Zadeh, Aschenbach, **Trap**, Melia, Warwick, Goldwurm, Bélanger, Tanaka, Genzel, Dodds-Eden, Sakano, Ferrando

X-ray hiccups from Sagittarius A observed by XMM-Newton. The second brightest flare and three moderate flares caught in half a day*

A&A, 488, 549–557 (2008)

Dodds-Eden, Porquet, **Trap**, Quataert, Haubois, Gillessen, Grosso, Pantin, Falcke, Rouan, Genzel, Hasinger, Goldwurm, Yusef-Zadeh, Clenet, Trippe, Lagage, Bartko, Eisenhauer, Ott, Pau-mard, Perrin, Yuan, Fritz, Mascetti

Evidence for X-Ray Synchrotron Emission from Simultaneous Mid-Infrared to X-Ray Observations of a Strong Sgr A Flare*

ApJ, 698, 676–692 (2009)

Yusef-Zadeh, Bushouse, Wardle, Heinke, Roberts, Dowell, Brunthaler, Reid, Martin, Marrone, Porquet, Grosso, Dodds-Eden, Bower, Wiesemeyer, Miyazaki, Pal, Gillessen, Goldwurm, **Trap**, Maness

Simultaneous Multi-Wavelength Observations of Sgr A During 2007 April 1–11*

ApJ, 706, 348–375 (2009)

Dodds-Eden, Gillessen, Fritz, Eisenhauer, Trippe, Genzel, Ott, Bartko, Pfuhl, Bower, Goldwurm, Porquet, **Trap**, Yusef-Zadeh

The Two States of Sgr A in the Near-infrared : Bright Episodic Flares on Top of Low-level Continuous Variability*

ApJ, 728, 37 (2011)

A.2.2 *Nuages moléculaires*

Ponti, Terrier, Goldwurm, Belanger, **Trap**

Discovery of a superluminal Fe K echo at the Galactic Center : The glorious past of Sgr A preserved by molecular clouds*

ApJ, 714, 732–747 (2010)

Terrier, Ponti, Bélanger, Decourchelle, Tatischeff, Goldwurm, **Trap**, Morris, Warwick

Fading Hard X-ray Emission from the Galactic Center Molecular Cloud Sgr B2

ApJ, 719, 143–150 (2010)

A.2.3 *Sursauteurs longs*

Falanga, Chenevez, Cumming, Kuulkers, **Trap**, Goldwurm

Intermediate long X-ray bursts from the ultra-compact binary candidate SLX 1737-282

A&A 484, 43–50 (2008)

Degenaar, Jonker, Torres, Kaur, Rea, Israel, Patruno, **Trap**, Cackett, D’Avanzo, Lo Curto, Novara, Krimm, Holland, de Luca, Esposito, Wijnands

Multiwavelength observations of 1RXH J173523.7-354013 : revealing an unusual bursting neutron star

MNRAS, 404, 1591–1602 (2010)

A.2.4 *Tycho*

Renaud, Terrier, **Trap**, Lebrun, Decourchelle, Vink

⁴⁴Ti Nucleosynthesis Lines and Hard X-ray Continuum in Young SNRs : from INTEGRAL to Simbol-X

AIPC, 1126, 359–363 (2009)

Annexe – B

Abréviations courantes

Sommaire

B.1 Observatoires	197
B.2 Divers	198

B.1 Observatoires

AGASA	A keno G iant A ir S hower A rray
ALMA	A tacama L arge M illimeter A rray
ANS	A stronomical N etherlands S atellite
ANTARES	A stronomy with a N eutrino T elescope and A byss environmental RE search
APEX	A tacama P athfinder EX periment
ASCA	A dvanced S atellite for C osmology and A strophysics
CANGAROO	C ollaboration of A ustralia and N ippon for a G amma- R ay O bservatory in the O utback
CGRO	C ompton G amma R ay O bservatory
CTA	C herenkov T elescope A rray
CXO	C handra X -ray O bservatory
EXOSAT	E uropean X -ray O bservatory SAT ellite
GLAST	G amma R ay L arge A rea S pace T elescope
GRANAT	G amma R entgenovskii A stronomicheskii N aoutchnii appar AT
HESS	H igh E nergy S tereoscopic S ystem
HIPPARCOS	H igh P recision PAR allax C ollecting S atellite
HST	H ubble S pace T elescope
INTEGRAL	INTE rnational G amma- R ay A strophysics L aboratory
IXO	I nternational X -ray O bservatory
JWST	J ames W ebb S pace T elescope
LIGO	L aser I nterferometer G ravitational-wave O bservatory
LISA	L ight I nterferometer S pace A ntenna

LOFT	L arge O bservatory F or X -ray T iming
NTT	N ew T echnology T elescope
NuSTAR	N uclear S pectroscopic T elescope A Rray
Rosat	R öntgensatellit
RXTE	R ossi X -ray T iming E xperiment
SAX	S atellite per A stronomia a raggi X
SOFIA	S tratospheric O bservatory for I nfrared A stronomy
VERITAS	V ery E nergetic R adiation I maging T elescope A rray S ystem
VLA	V ery L arge A rray
VLT(I)	V ery L arge T elescope (I nterferometry)
XMM	X -ray M ulti-mirror M ission

B.2 Divers

2MASS	2 M icrons A ll-Sky S urvey
ACIS	A dvanced C CD I maging S pectrometer
ADAF	A dvection- D ominated A ccretion F low
ADIOS	A dvection- D ominated I nflow- O utflow S olution
ADU	A nalog to D igital U nit
AGN	A ctive G alactic N ucleus
AO	A ppel d' O ffre
ARF	A ncillary R esponse F iles
ART-P	A strophysical R öntgen T elescope
AS&E	A merican S cience & E ngineering
BAT	B urst A lert S ystem
BB	B lack B ody
BIB	B locked I mpurity B and
BGO	B ismuth G ermanate O xyde
BLR	B road L ine R egion
BoA	B olometer A rray A nalysis S oftware
CCD	C harge- C oupled D evice
CCF	C urrent C alibration F iles
CDAF	C onvection- D ominated A ccretion F low
CMZ	C entral M olecular Z one
CND	C ircum N uclear D isk
CNR	C ircum N uclear R ing
CONICA	C Oudé N ear- I nfrared C Amera
CSO	C altech S ub-millimeter O bservatory
CV	C ataclysmic V ariable
Dec.	D eclination
DIM	D isk I nstability M odel
EC	E xternal C ompton
EGRET	E nergetic G amma- R ay E xperiment
EPIC	E uropean P hoton I maging C amera
ESA(C)	E uropean S pace A gency (C enter)

ESO	E uropean S outhern O bservatory
FITS	F lexible I mage T ransport S ystem
FORS	F Ocal R educer and low dispersion S pectrograph
FRED	F ast R ise E xponential D ecay
FSSC	F ermi S cience S upport C enter
FSRQ	F lat S pectrum R adio Q uasar
FWHM	F ull W idth at H alf M aximum
GC	G alactic C enter
GRXE	G alactic R idge X -ray E mission
GTI, BTI	G ood, B ad T ime I nterval
HRC	H igh R esolution C amera
HST	H ubble S pace T elescope
IBAS	I NTEGRAL B urst A lert S ystem
IBIS	I mager on B oard the I NTEGRAL S atellite
IRAC	I nfra R ed A rray C amera on the S pitzer S pace T elescope
IRS	I nfra R ed S ource
ISCO	I nnestmost S table C ircular O rbit
ISDC	I NTEGRAL S cience D ata C enter
ISGRI	I NTEGRAL S oft G amma- R ay I mager
JEM-X	J oint E uropean M onitor X -ray
LABOCA	L arge A PEX B Olometer C AMERA
LAT	L arge A rea T elescope
LGS	L aser G uide S tar
LHC	L arge H adron C ollider
LINER	L ow- I onization N uclear E mission L ine R egion
LLAGN	L ow- L uminosity A GN
LMXB	L ow- M ass X - R ay B inary
LP	L arge P roject
MET	M ission E lapsed T ime
MIT	M assachusetts I nstitute of T echnology
MJD, IJD	M odified, I NTEGRAL J ulian of D ay
MOC	M ission O peration C enter
MOS	M etal O xyde S ilicon
MPE	M ax- P lanck- I nstitut für E xtraterrestrische P hysik
MPIfR	M ax- P lanck- I nstitut für R adioastronomie
NAOS	N asmyth A daptive O ptics S ystem
NASA	N ational A eronautics and S pace A dmistration
NGS	N atural G uide S tar
NICMOS	N ear I nfrared C amera and M ulti- O bject S pectrometer
NIR, MIR, FIR	N ear-, M id-, F ar- I nfra R ed
NLR	N arrow L ine R egion
NRL	N aval R esearch L aboratory
OB	O bservation B lock
ODF	O bservation D ata F iles
OG	O bservation G roup
OoT	O ut of T ime

OSA	Offline Science Analysis
PAH	Polycyclic Aromatic Hydrocarbon
PC	Photon Counting
PCA	Proportional Counter Array
PHA	Pulse Height Amplitude
PI	Pulse Invariant / Principal Investigator
PICsIT	Pixellated Imaging CsI Telescope
PIF	Pixel Illumination Fraction
PIMMS	Portable Interactive Multi-Mission Simulator
PRE	Photo-Radius Expansion
PSF	Point Spread Function
PSD	Power Spectrum Density
PWV	Precipitable Water Vapor
QPO	Quasi-Periodic Oscillation
R.A.	Right Ascension
RIAF	Radiatively Inefficient Accretion Flow
RKA	Rousskoye Mosmitcheskoye Agentsvo
RMF	Redistribution Matrix Files
RMS	Root Mean Square
ROI	Region Of Interest
SAS	Science Analysis Software / Small Astronomy Satellite
SB	Synchrotron with Break
ScW	Science Window
SED	Spectral Energy Distribution
Sgr	Sagittarius
SIGMA	Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared
SINFONI	Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire
SNR	Super Nova Remnant
SOC	Science Operation Center
SPI	Spectromètre Pour INTEGRAL
SSA	Synchrotron Self-Absorption
SSC	Synchrotron Self-Compton / Science Survey Center
submm	submillimétrique
SXT	Soft X-ray Transient
TAC	Time Allocation Committee
UA	Unité Astronomique
UCLA	University of California Los Angeles
ULX	Ultra-Luminous X-ray source
URA, HURA, MURA ...	Hexagonal, Modified Uniformly Redundant Array
UT(C)	Universal Time (Coordinate)
UV	UltraViolet
VISIR	VLT Imager and Spectrometer for the mid-InfraRed
(V)HE	(Very) High Energy
VLBI	Very Long Baseline Interferometry
WFS	Wave Front Sensor
WFC	Wide Field Camera

XIS	X-ray Imaging Spectrometer
XSA	XMM Science Archive
XRT	X-Ray Telescope

Références

- Abdo, A. A., M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, W. B. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M. G. Baring, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bonamente, A. W. Borgland, A. Bouvier, J. Bregeon, A. Brez, M. Brigida, P. Bruel, T. H. Burnett, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, P. A. Caraveo, S. Carrigan, J. M. Casandjian, C. Cecchi, Ö. Çelik, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, C. D. Dermer, A. de Luca, F. de Palma, M. Dormody, E. d. C. e. Silva, P. S. Drell, R. Dubois, D. Dumora, C. Farnier, C. Favuzzi, S. J. Fegan, W. B. Focke, P. Fortin, M. Frailis, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, S. Germani, G. Giavitto, B. Giebels, N. Giglietto, F. Giordano, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, M. Grondin, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, D. Hadasch, A. K. Harding, E. Hays, G. Hobbs, D. Horan, R. E. Hughes, M. S. Jackson, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, T. J. Johnson, W. N. Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, N. Kawai, M. Kerr, J. Knödseder, M. Kuss, J. Lande, L. Latronico, S. Lee, M. Lemoine-Goumard, M. Llena Garde, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, A. Makeev, R. N. Manchester, M. Marelli, M. N. Mazziotta, W. McConville, J. E. McEnery, S. McGlynn, C. Meurer, P. F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, T. Nakamori, P. L. Nolan, J. P. Norris, A. Noutsos, E. Nuss, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, M. Ozaki, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, V. Pelassa, M. Pepe, M. Pesce-Rollins, M. Pierbattista, F. Piron, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, P. S. Ray, M. Razzano, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, S. Ritz, L. S. Rochester, A. Y. Rodriguez, R. W. Romani, M. Roth, F. Ryde, H. Sadrozinski, A. Sander, P. M. Saz Parkinson, C. Sgrò, E. J. Siskind, D. A. Smith, P. D. Smith, G. Spandre, P. Spinelli, J. Starck, M. S. Strickman, D. J. Suson, H. Takahashi, T. Takahashi, T. Tanaka, J. B. Thayer, J. G. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, D. F. Torres, G. Tosti, A. Tramacere, T. L. Usher, A. Van Etten, V. Vasileiou, C. Venter, N. Vilchez, V. Vitale, A. P. Waite, P. Wang, K. Watters, P. Weltevrede, B. L. Winer, K. S. Wood, T. Ylinen, and M. Ziegler (2010, June). Fermi Large Area Telescope First Source Catalog. *ApJS* 188, 405–436.
- Abraham, J., M. Aglietta, C. Aguirre, D. Allard, I. Allekotte, P. Allison, C. Alvarez, J. Alvarez-Muñiz, M. Ambrosio, L. Anchordoqui, and et al. (2007, April). Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory. *Astroparticle Physics* 27, 244–253.
- Abramowicz, M. A., X. Chen, S. Kato, J. Lasota, and O. Regev (1995, January). Thermal equilibria of accretion disks. *ApJ* 438, L37–L39.
- Acero, F., F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, G. Anton, U. Barres de Almeida, A. R. Bazer-Bachi, Y. Becherini, B. Behera, K. Bernlöhr, A. Bochow, C. Boisson, J. Bolmont, V. Borrel, I. Braun, J. Brucker, F. Brun, P. Brun, R. Bühler, T. Bulik, I. Büsching, T. Boutelier, P. M. Chadwick, A. Charbonnier, R. C. G. Chaves, A. Cheesebrough, J. Conrad, L. Chounet, A. C. Clapson, G. Coignet, M. Dalton, M. K. Daniel, I. D. Davids, B. Degrange, C. Deil, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, W. Domainko, L. O. Drury, F. Dubois, G. Dubus, J. Dyks, M. Dyrda, K. Egberts, P. Eger, P. Espigat, L. Fallon, C. Farnier, S. Fegan, F. Feinstein, A. Fiasson, A. Förster, G. Fontaine, M. Füßling, S. Gabici, Y. A. Gallant, L. Gérard, D. Gerbig, B. Giebels, J. F. Glicenstein, B. Glück, P. Goret, D. Göring, M. Hauser, S. Heinz, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, A. Hoffmann, W. Hofmann, P. Hofverberg, M. Holleran, S. Hoppe, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, C. Jahn, I. Jung, K. Katarzyński, U. Katz, S. Kaufmann, M. Kerschhaggl, D. Khangulyan, B. Khélifi, D. Keogh, D. Klochkov, W. Kluźniak, T. Kneiske, N. Komin, K. Kosack, R. Kossakowski, G. Lamanna, J. Lenain, T. Lohse, V. Marandon, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, J. Masbou, D. Maurin, T. J. L. McComb, M. C. Medina, J. Méhault, R. Moderski, E. Moulin, M. Naumann-Godo, M. de Naurois, D. Nedbal, D. Nekrassov, B. Nicholas, J. Niemiec, S. J. Nolan, S. Ohm, J. Olive, E. de Oña Wilhelmi, K. J. Orford, M. Ostrowski, M. Panter, M. P. Arribas, G. Pedalletti, G. Pelletier, P. Petrucci, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, A. Quirrenbach, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, O. Reimer, M. Renaud, F. Rieger, J. Ripken, L. Rob, S. Rosier-Lees, G. Rowell, B. Rudak, C. B. Rulten, J. Ruppel, F. Ryde, V. Sahakian, A. Santangelo, R. Schlickeiser, F. M. Schöck, A. Schönwald, U. Schwanke, S. Schwarzbarg, S. Schwemmer, A. Shalchi, M. Sikora, J. L. Skilton, H. Sol, Ł. Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, F. Stinzing, G. Superina, I. Sushch, A. Szostek, P. H. Tam, J. Tavernet, R. Terrier, O. Tibolla, M. Tluczykont, C. van Eldik,

- G. Vasileiadis, C. Venter, L. Venter, J. P. Vialle, P. Vincent, M. Vivier, H. J. Völk, F. Volpe, S. J. Wagner, M. Ward, A. A. Zdziarski, and A. Zech (2010, March). Localizing the VHE γ -ray source at the Galactic Centre. *MNRAS* 402, 1877–1882.
- Adams, W. S. (1915, December). The Spectrum of the Companion of Sirius. *PASP* 27, 236.
- Agol, E. (2000, August). Sagittarius A* Polarization : No Advection-dominated Accretion Flow, Low Accretion Rate, and Nonthermal Synchrotron Emission. *ApJ* 538, L121–L124.
- Aharonian, F., A. G. Akhperjanian, G. Anton, U. Barres de Almeida, A. R. Bazer-Bachi, Y. Becherini, B. Behera, K. Bernlöhr, C. Boisson, A. Bochow, V. Borrel, I. Braun, E. Brion, J. Brucker, P. Brun, R. Bühler, T. Bulik, I. Büsching, T. Boutelier, P. M. Chadwick, A. Charbonnier, R. C. G. Chaves, A. Cheesebrough, L. Chounet, A. C. Clapson, G. Coignet, M. Dalton, M. K. Daniel, I. D. Davids, B. Degrange, C. Deil, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, W. Domainko, L. O’C. Drury, F. Dubois, G. Dubus, J. Dyks, M. Dyrda, K. Egberts, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, C. Farnier, F. Feinstein, A. Fiasson, A. Förster, G. Fontaine, M. Füßling, S. Gabici, Y. A. Gallant, L. Gérard, B. Giebels, J. F. Glicenstein, B. Glück, P. Goret, D. Hauser, M. Hauser, S. Heinz, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, A. Hoffmann, W. Hofmann, M. Holleran, S. Hoppe, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, I. Jung, K. Katarzyński, U. Katz, S. Kaufmann, E. Kendziorra, M. Kerschhaggl, D. Khangulyan, B. Khélifi, D. Keogh, N. Komin, K. Kosack, G. Lamanna, J. Lenain, T. Lohse, V. Marandon, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, D. Maurin, T. J. L. McComb, M. C. Medina, R. Moderski, E. Moulin, M. Naumann-Godo, M. de Naurois, D. Nedbal, D. Nekrasov, J. Niemiec, S. J. Nolan, S. Ohm, J. Olive, E. de Oña Wilhelmi, K. J. Orford, M. Ostrowski, M. Panter, M. Paz Arribas, G. Pedalletti, G. Pelletier, P. Petrucci, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, A. Quirrenbach, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, M. Renaud, F. Rieger, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, S. Rosier-Lees, G. Rowell, B. Rudak, C. B. Rulten, J. Ruppel, V. Sahakian, A. Santangelo, R. Schlickeiser, F. M. Schöck, R. Schröder, U. Schwanke, S. Schwarzburg, S. Schwemmer, A. Shalchi, J. L. Skilton, H. Sol, D. Spangler, Ł. Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, G. Superina, A. Szostek, P. H. Tam, J. Tavernet, R. Terrier, O. Tibolla, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, J. P. Vialle, P. Vincent, M. Vivier, H. J. Völk, F. Volpe, S. J. Wagner, M. Ward, A. A. Zdziarski, and A. Zech (2009, September). Spectrum and variability of the Galactic center VHE γ -ray source HESS J1745-290. *A&A* 503, 817–825.
- Aharonian, F., A. G. Akhperjanian, K.-M. Aye, A. R. Bazer-Bachi, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, P. Berghaus, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, C. Borgmeier, I. Braun, F. Breitling, A. M. Brown, J. Bussons Gordo, P. M. Chadwick, L.-M. Chounet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, A. Djannati-Ataï, L. O’C. Drury, G. Dubus, T. Ergin, P. Espigat, F. Feinstein, P. Fleury, G. Fontaine, S. Funk, Y. A. Gallant, B. Giebels, S. Gillessen, P. Goret, C. Hadjichristidis, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, W. Hofmann, M. Holleran, D. Horns, O. C. de Jager, I. Jung, B. Khélifi, N. Komin, A. Konopelko, I. J. Latham, R. Le Gallou, A. Lemièrre, M. Lemoine, N. Leroy, T. Lohse, A. Marcowith, C. Masterson, T. J. L. McComb, M. de Naurois, S. J. Nolan, A. Noutsos, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ouchrif, M. Panter, G. Pelletier, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, B. C. Raubenheimer, M. Raue, J. Raux, S. M. Rayner, I. Redondo, A. Reimer, O. Reimer, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, G. Rowell, V. Sahakian, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, C. Schuster, U. Schwanke, M. Siewert, H. Sol, R. Steenkamp, C. Stegmann, J.-P. Tavernet, R. Terrier, C. G. Théoret, M. Tluczykont, G. Vasileiadis, C. Venter, P. Vincent, B. Visser, H. J. Völk, and S. J. Wagner (2004, October). Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*. *A&A* 425, L13–L17.
- Aharonian, F., A. G. Akhperjanian, U. Barres de Almeida, A. R. Bazer-Bachi, Y. Becherini, B. Behera, W. Benbow, K. Bernlöhr, C. Boisson, A. Bochow, V. Borrel, I. Braun, E. Brion, J. Brucker, P. Brun, R. Bühler, T. Bulik, I. Büsching, T. Boutelier, S. Carrigan, P. M. Chadwick, A. Charbonnier, R. C. G. Chaves, A. Cheesebrough, L.-M. Chounet, A. C. Clapson, G. Coignet, M. Dalton, B. Degrange, C. Deil, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, W. Domainko, L. O’C. Drury, F. Dubois, G. Dubus, J. Dyks, M. Dyrda, K. Egberts, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, C. Farnier, F. Feinstein, A. Fiasson, A. Förster, G. Fontaine, M. Füßling, S. Gabici, Y. A. Gallant, L. Gérard, B. Giebels, J. F. Glicenstein, B. Glück, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, S. Heinz, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, A. Hoffmann, W. Hofmann, M. Holleran, S. Hoppe, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, I. Jung, K. Katarzyński, S. Kaufmann, E. Kendziorra, M. Kerschhaggl, D. Khangulyan, B. Khélifi, D. Keogh, N. Komin, K. Kosack, G. Lamanna, J.-P. Lenain, T. Lohse, V. Marandon, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, D. Maurin, T. J. L. McComb, M. C. Medina, R. Moderski, E. Moulin, M. Naumann-Godo, M. de Naurois, D. Nedbal, D. Nekrasov, J. Niemiec, S. J. Nolan, S. Ohm, J.-F. Olive, E. de Oña Wilhelmi, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ostrowski, M. Panter, G. Pedalletti, G. Pelletier, P.-O. Petrucci, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, A. Quirrenbach, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, M. Renaud, F. Rieger, J. Ripken, L. Rob, S. Rosier-Lees, G. Rowell, B. Rudak, C. B. Rulten, J. Ruppel, V. Sahakian, A. Santangelo, R. Schlickeiser, F. M. Schöck, R. Schröder, U. Schwanke, S. Schwemmer, A. Shalchi, J. L. Skilton, H. Sol, D. Spangler, Ł. Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, G. Superina, P. H. Tam, J.-P. Tavernet, R. Terrier, O. Tibolla, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, J. P. Vialle, P. Vincent, M. Vivier, H. J. Völk, F. Volpe, S. J. Wagner, M. Ward, A. A. Zdziarski, and A. Zech (2008, December). Simultaneous HESS and Chandra observations of Sagittarius A* during an X-ray flare. *A&A* 492, L25–L28.

- Aharonian, F., A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, I. Braun, F. Breitting, A. M. Brown, P. M. Chadwick, L. Chounet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, L. O. Drury, G. Dubus, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, F. Feinstein, G. Fontaine, Y. Fuchs, S. Funk, Y. A. Gallant, B. Giebels, S. Gillessen, J. F. Glicenstein, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Herrmann, J. A. Hinton, W. Hofmann, M. Holleran, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, B. Khélifi, S. Klages, N. Komin, A. Konopelko, I. J. Latham, R. Le Gallou, A. Lemièrre, M. Lemoine-Goumard, N. Leroy, T. Lohse, A. Marcowith, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, C. Masterson, T. J. L. McComb, M. de Naurois, S. J. Nolan, A. Noutsos, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ouchrif, M. Panter, G. Pelletier, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, B. C. Raubenheimer, M. Raue, J. Raux, S. M. Rayner, A. Reimer, O. Reimer, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, G. Rowell, V. Sahakian, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, C. Schuster, U. Schwanke, M. Siewert, H. Sol, D. Spangler, R. Steenkamp, C. Stegmann, J. Tavernet, R. Terrier, C. G. Théoret, M. Tluczykont, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, P. Vincent, H. J. Völk, and S. J. Wagner (2006, February). Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature* 439, 695–698.
- Aharonian, F. and A. Neronov (2005, January). High-Energy Gamma Rays from the Massive Black Hole in the Galactic Center. *ApJ* 619, 306–313.
- Aitken, D. K., J. Greaves, A. Chrysostomou, T. Jenness, W. Holland, J. H. Hough, D. Pierce-Price, and J. Richer (2000, May). Detection of Polarized Millimeter and Submillimeter Emission from Sagittarius A*. *ApJ* 534, L173–L176.
- Alexander, T. (2010, July). Key questions about Galactic Center dynamics. *ArXiv :1007.4991*.
- Alexander, T. and A. Sternberg (1999, July). Near-Infrared Microlensing of Stars by the Supermassive Black Hole in the Galactic Center. *ApJ* 520, 137–148.
- Amo-Baladrón, M. A., J. Martín-Pintado, M. R. Morris, M. P. Muno, and N. J. Rodríguez-Fernández (2009, April). SiO Emission as a Tracer of X-Ray Dominated Chemistry in the Galactic Center. *ApJ* 694, 943–950.
- Arefiev, Aleksandrovich, N. L. V. A. (2004, February). Type-I X-ray Bursts from Voids : Tracers of Weakly Accreting Bursters ? *Astronomy Letters* 30, 86–94.
- Arnaud, K. A. (1996). XSPEC : The First Ten Years. In G. H. Jacoby and J. Barnes (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, Volume 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*.
- Aschenbach, B., U. G. Briel, F. Haberl, H. W. Braeuninger, W. Burkert, A. Oppitz, P. Gondoin, and D. H. Lumb (2000, July). Imaging performance of the XMM-Newton x-ray telescopes. In J. E. Truemper & B. Aschenbach (Ed.), *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Volume 4012 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 731–739.
- Aschenbach, B., N. Grosso, D. Porquet, and P. Predehl (2004, April). X-ray flares reveal mass and angular momentum of the Galactic Center black hole. *A&A* 417, 71–78.
- Asplund, M., N. Grevesse, and A. J. Sauval (2005, September). The Solar Chemical Composition. In T. G. Barnes III & F. N. Bash (Ed.), *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Volume 336 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 25.
- Atayan, A. and C. D. Dermer (2004, December). TeV Emission from the Galactic Center Black Hole Plerion. *ApJ* 617, L123–L126.
- Atwood, W. B., A. A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, D. L. Band, G. Barbiellini, J. Bartelt, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, D. Bédérède, F. Bellardi, R. Bellazzini, B. Berenji, G. F. Bignami, D. Bisello, E. Bissaldi, R. D. Blandford, E. D. Bloom, J. R. Bogart, E. Bonamente, J. Bonnell, A. W. Borgland, A. Bouvier, J. Bregeon, A. Brez, M. Brigida, P. Bruel, T. H. Burnett, G. Busetto, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, P. A. Caraveo, S. Carius, P. Carlson, J. M. Casandjian, E. Cavazzuti, M. Ceccanti, C. Cecchi, E. Charles, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, R. Chipaux, A. N. Cillis, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, S. Condamoor, J. Conrad, R. Corbet, L. Corucci, L. Costamante, S. Cutini, D. S. Davis, D. Decotigny, M. DeKlotz, C. D. Dermer, A. de Angelis, S. W. Digel, E. do Couto e Silva, P. S. Drell, R. Dubois, D. Dumora, Y. Edmonds, D. Fabiani, C. Farnier, C. Favuzzi, D. L. Flath, P. Fleury, W. B. Focke, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, F. Gentier, S. Germani, B. Giebels, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, M. Grondin, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, G. Haller, A. K. Harding, P. A. Hart, E. Hays, S. E. Healey, M. Hirayama, L. Hjalmarsdotter, R. Horn, R. E. Hughes, G. Jóhannesson, G. Johansson, A. S. Johnson, R. P. Johnson, T. J. Johnson, W. N. Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, A. Kavelaars, N. Kawai, H. Kelly, M. Kerr, W. Klamra, J. Knödlseeder, M. L. Kocian, N. Komin, F. Kuehn, M. Kuss, D. Landriu, L. Latronico, B. Lee, S. Lee, M. Lemoine-Goumard, A. M. Lionetto, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, A. Makeev, B. Marangelli, M. M. Massai, M. N. Mazziotta, J. E. McEnery, N. Menon, C. Meurer, P. F. Michelson, M. Minuti, N. Mirizzi, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, C. Monte, M. E. Monzani, E. Moretti, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, T. Nakamori, S. Nishino, P. L. Nolan, J. P. Norris, E. Nuss, M. Ohno, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, A. Paccagnella, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, M. Pearce, M. Pepe, A. Perazzo, M. Pesce-Rollins,

- P. Picozza, L. Pieri, M. Pinchera, F. Piron, T. A. Porter, L. Poupard, S. Rainò, R. Rando, E. Rapposelli, M. Razzano, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, L. C. Reyes, S. Ritz, L. S. Rochester, A. Y. Rodriguez, R. W. Romani, M. Roth, J. J. Russell, F. Ryde, S. Sabatini, H. Sadrozinski, D. Sanchez, A. Sander, L. Sapozhnikov, P. M. S. Parkinson, J. D. Scargle, T. L. Schalk, G. Scolieri, C. Sgrò, G. H. Share, M. Shaw, T. Shimokawabe, C. Shrader, A. Sierpowska-Bartosik, E. J. Siskind, D. A. Smith, P. D. Smith, G. Spandre, P. Spinelli, J. Starck, T. E. Stephens, M. S. Strickman, A. W. Strong, D. J. Suson, H. Tajima, H. Takahashi, T. Takahashi, T. Tanaka, A. Tenze, S. Tether, J. B. Thayer, J. G. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, O. Tibolla, D. F. Torres, G. Tosti, A. Tramacere, M. Turri, T. L. Usher, N. Vilchez, V. Vitale, P. Wang, K. Watters, B. L. Winer, K. S. Wood, T. Ylinen, and M. Ziegler (2009, June). The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ* 697, 1071–1102.
- Baade, W. and R. Minkowski (1954, January). Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus a, and Puppis a. *ApJ* 119, 206.
- Babcock, H. W. (1953, October). The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *PASP* 65, 229.
- Baganoff, F., Y. Maeda, M. Morris, M. Bautz, W. Brandt, W. Cui, J. Doty, E. Feigelson, G. Garmire, S. Pravdo, G. Ricker, and L. Townsley (2003, July). Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A* and the Central Parsec of the Galaxy. *ApJ* 591, 891–915.
- Baganoff, F. K., M. W. Bautz, W. N. Brandt, G. Chartas, E. D. Feigelson, G. P. Garmire, Y. Maeda, M. Morris, G. R. Ricker, L. K. Townsley, and F. Walter (2001, September). Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre. *Nature* 413, 45–48.
- Baganoff, F. K., M. W. Bautz, G. R. Ricker, M. Morris, E. E. Becklin, A. M. Ghez, S. D. Hornstein, A. M. Tanner, W. N. Brandt, G. Chartas, E. D. Feigelson, G. P. Garmire, A. S. Cotera, P. M. Hinz, W. F. Hoffmann, M. R. Meyer, A. Eckart, R. Genzel, J.-H. Zhao, R. M. Herrnstein, J. L. Hora, J.-P. Macquart, Y. Maeda, R. J. Sault, G. B. Taylor, and F. Walter (2003, March). Multiwavelength Monitoring of Sgr A* During Chandra Observations of Multiple X-ray Flares. *BAAS* 34, 1153.
- Balick, B. and R. Brown (1974, December). Intense sub-arcsecond structure in the galactic center. *ApJ* 194, 265–270.
- Ball, G. H., R. Narayan, and E. Quataert (2001, May). Spectral Models of Convection-dominated Accretion Flows. *ApJ* 552, 221–226.
- Ballantyne, D. R., F. Melia, S. Liu, and R. M. Crocker (2007, March). A Possible Link between the Galactic Center HESS Source and Sagittarius A*. *ApJ* 657, L13–L16.
- Bardeen, J. M. (1973). Timelike and null geodesics in the Kerr metric. In A. Giannaras (Ed.), *Black Holes (Les Astres Occlus)*, pp. 215–239.
- Barnard, E. E. (1913, December). Dark regions in the sky suggesting an obscuration of light. *ApJ* 38, 496–501.
- Beckert, T. (2000, August). Advection-Dominated Accretion with Infall and Outflows. *ApJ* 539, 223–234.
- Beckert, T. and W. J. Duschl (1997, December). Synchrotron radiation from quasi-monoenergetic electrons. Modelling the spectrum of Sagittarius A(*). *A&A* 328, 95–106.
- Becklin, E. E., I. Gatley, and M. W. Werner (1982, July). Far-infrared observations of Sagittarius A - The luminosity and dust density in the central parsec of the Galaxy. *ApJ* 258, 135–142.
- Becklin, E. E. and G. Neugebauer (1968, January). Infrared Observations of the Galactic Center. *ApJ* 151, 145.
- Becklin, E. E. and G. Neugebauer (1975, September). High-resolution maps of the galactic center at 2.2 and 10 microns. *ApJ* 200, L71–L74.
- Bélanger, G. (2006). The Milky Way's central black hole and its environment : high energy observations with INTEGRAL and XMM-Newton. *PhD*.
- Bélanger, G., A. Goldwurm, P. Goldoni, J. Paul, R. Terrier, M. Falanga, P. Ubertini, A. Bazzano, M. Del Santo, C. Winkler, A. N. Parmar, E. Kuulkers, K. Ebisawa, J. P. Roques, N. Lund, and F. Melia (2004, February). Detection of Hard X-Ray Emission from the Galactic Nuclear Region with INTEGRAL. *ApJ* 601, L163–L166.
- Bélanger, G., A. Goldwurm, F. Melia, P. Ferrando, N. Grosso, D. Porquet, R. Warwick, and F. Yusef-Zadeh (2005, December). Repeated X-ray Flaring Activity in Sagittarius A*. *ApJ* 635, 1095–1102.
- Bélanger, G., A. Goldwurm, M. Renaud, R. Terrier, F. Melia, N. Lund, J. Paul, G. Skinner, and F. Yusef-Zadeh (2006, January). A Persistent High-energy Flux from the Heart of the Milky Way : INTEGRAL's View of the Galactic Center. *ApJ* 636, 275–289.
- Belian, R. D., J. P. Conner, and W. D. Evans (1976, June). The discovery of X-ray bursts from a region in the constellation Norma. *ApJ* 206, L135–L138.
- Belmont, R. (2005). Chauffage Compressionnel de l'Environnement des Disques Magnétisés : Du Centre Galactique aux Microquasars. *PhD*.
- Bildsten, L. (1998). Thermonuclear Burning on Rapidly Accreting Neutron Stars. In R. Buccheri, J. van Paradijs, and A. Alpar (Eds.), *NATO ASIC Proc. 515 : The Many Faces of Neutron Stars*, pp. 419.
- Bildsten, L. and D. Chakrabarty (2001, August). A Brown Dwarf Companion for the Accreting Millisecond Pulsar SAX J1808.4-3658. *ApJ* 557, 292–296.

- Blackburn, J. K. (1995). FTOOLS : A FITS Data Processing and Analysis Software Package. In R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes (Ed.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, Volume 77 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 367.
- Blandford, R. D. and M. C. Begelman (1999, February). On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole. *MNRAS* 303, L1–L5.
- Blandford, R. D. and R. L. Znajek (1977, May). Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *MNRAS* 179, 433–456.
- Bloom, S. D. and A. P. Marscher (1996, April). An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi-Wave Band Spectra of Blazars. *ApJ* 461, 657.
- Blumenthal, G. R. and R. J. Gould (1970). Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics* 42, 237–271.
- Bolton, C. T. (1972, February). Identification of Cygnus X-1 with HDE 226868. *Nature* 235, 271–273.
- Bolton, J. G. (1948, July). Discrete Sources of Galactic Radio Frequency Noise. *Nature* 162, 141–142.
- Bondi, H. (1952). On spherically symmetrical accretion. *MNRAS* 112, 195.
- Bonnell, I. A. and W. K. M. Rice (2008, August). Star Formation Around Supermassive Black Holes. *Science* 321, 1060.
- Bower, G. C., H. Falcke, R. J. Sault, and D. C. Backer (2002, June). The Spectrum and Variability of Circular Polarization in Sagittarius A* from 1.4 to 15 GHz. *ApJ* 571, 843–855.
- Bower, G. C., M. C. H. Wright, H. Falcke, and D. C. Backer (2003, May). Interferometric Detection of Linear Polarization from Sagittarius A* at 230 GHz. *ApJ* 588, 331–337.
- Bowyer, S., E. T. Byram, T. A. Chubb, and H. Friedman (1964, November). Lunar Occultation of X-ray Emission from the Crab Nebula. *Science* 146, 912–917.
- Bowyer, S., E. T. Byram, T. A. Chubb, and H. Friedman (1965). Cosmic X-ray Sources. *Science* 147, 394–398.
- Bradt, H., S. Naranan, S. Rappaport, and G. Spada (1968, June). Celestial Positions of X-Ray Sources in Sagittarius. *ApJ* 152, 1005.
- Brandt, S., C. Budtz-Jørgensen, N. Lund, N. J. Westergaard, I. L. Rasmussen, K. H. Andersen, J. Chenevez, A. Hornstrup, P. A. Jensen, S. Laursen, K. Omø, C. A. Oxborrow, S. M. Pedersen, J. Polny, H. Andersson, T. Andersson, O. Vilhu, J. Huovelin, S. Maisala, M. Morawski, G. Juchnikowski, E. Costa, M. Feroci, A. Rubini, M. Rapisarda, E. Morelli, F. Frontera, C. Pellicciari, G. Loffredo, V. Carassiti, V. Reglero, S. Martínez Núñez, S. Larsson, R. Svensson, A. A. Zdziarski, A. Castro-Tirado, M. Gorla, G. Giulianielli, M. Rezazad, F. Cordero, M. Schmidt, R. Carli, P. L. Jensen, G. Sarri, C. Gomez, A. Orr, R. Much, H. W. Schnopper, and P. Kretschmar (2003, November). JEM-X inflight performance. *A&A* 411, L243–L251.
- Broderick, A. E. and A. Loeb (2005, October). Imaging bright-spots in the accretion flow near the black hole horizon of Sgr A*. *MNRAS* 363, 353–362.
- Broderick, A. E. and R. Narayan (2006, February). On the Nature of the Compact Dark Mass at the Galactic Center. *ApJ* 638, L21–L24.
- Bromley, B. C., F. Melia, and S. Liu (2001, July). Polarimetric Imaging of the Massive Black Hole at the Galactic Center. *ApJ* 555, L83–L86.
- Brown, G. E., C. Lee, R. A. M. J. Wijers, H. K. Lee, G. Israelian, and H. A. Bethe (2000, July). A theory of gamma-ray bursts. *New Astronomy* 5, 191–210.
- Brown, R. L. (1982, November). Precessing jets in Sagittarius A - Gas dynamics in the central parsec of the galaxy. *ApJ* 262, 110–119.
- Brown, R. L. and K. Y. Lo (1982, February). Variability of the compact radio source at the galactic center. *ApJ* 253, 108–114.
- Brown, W. R. (2008, November). Hypervelocity Stars and the Galactic Center. *ArXiv :0811.0571*.
- Caroli, E., J. B. Stephen, G. Di Cocco, L. Natalucci, and A. Spizzichino (1987, September). Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy. *Space Sci. Rev.* 45, 349–403.
- Chandrasekhar, S. (1931, July). The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs. *ApJ* 74, 81.
- Chelovekov, I. V., S. A. Grebenev, and R. A. Sunyaev (2007). Search for X-Ray Bursts in the INTEGRAL/IBIS Data of 2003–2005 and Discovery of the New X-Ray Burster IGR J17364–2711/17380–3749. In *ESA Special Publication*, Volume 622 of *ESA Special Publication*, pp. 445.
- Chenevez, J., E. Kuulkers, V. Beckmann, A. Bird, S. Brandt, A. Domingo, K. Ebisawa, P. Jonker, P. Kretschmar, C. Markwardt, T. Oosterbroek, A. Paizis, D. Risquez, C. Sanchez-Fernandez, S. Shaw, and R. Wijnands (2009, October). INTEGRAL sees transient activity in the Galactic Bulge : XTE J1751-305 and GRS 1741.9-2853 in outburst. *The Astronomer's Telegram* 2235, 1.
- Chenevez, J., C. Sanchez-Fernandez, E. Kuulkers, S. Shaw, S. Brandt, T. J.-L. Courvoisier, K. Ebisawa, P. Kretschmar, C. Markwardt, N. Mowlavi, T. Oosterbroek, A. Orr, A. Paizis, and R. Wijnands (2006, March). INTEGRAL detects SWIFT J174535.5-290135.6. *The Astronomer's Telegram* 756, 1.

- Chernyakova, M., D. Malyshev, F. A. Aharonian, R. M. Crocker, and D. I. Jones (2011, January). The High-energy, Arcminute-scale Galactic Center Gamma-ray Source. *ApJ* 726, 60.
- Chiar, J. E. and A. G. G. M. Tielens (2006, February). Pixie Dust : The Silicate Features in the Diffuse Interstellar Medium. *ApJ* 637, 774–785.
- Clark, G., G. Garmire, M. Oda, and M. Wada (1965, August). Positions of Three Cosmic X-Ray Sources in Scorpio and Sagittarius. *Nature* 207, 584–587.
- Clénet, Y., D. Rouan, D. Gratadour, O. Marco, P. Léna, N. Ageorges, and E. Gendron (2005, August). A dual emission mechanism in Sgr A*/L' ? *A&A* 439, L9–L13.
- Cocchi, M., A. Bazzano, L. Natalucci, P. Ubertini, J. Heise, E. Kuulkers, R. Cornelisse, and J. J. M. in 't Zand (2001, October). Discovery of the X-ray burster SAX J1752.3-3138. *A&A* 378, L37–L40.
- Cocchi, M., A. Bazzano, L. Natalucci, P. Ubertini, J. Heise, J. M. Muller, and J. J. M. in 't Zand (1999, June). Discovery of type-I X-ray bursts from GRS 1741.9-2853. *A&A* 346, L45–L48.
- Cohen, M., R. G. Walker, B. Carter, P. Hammersley, M. Kidger, and K. Noguchi (1999, April). Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. X. A Self-Consistent Radiometric All-Sky Network of Absolutely Calibrated Stellar Spectra. *AJ* 117, 1864–1889.
- Coker, R. F. and F. Melia (2000, May). The Role of Magnetic Field Dissipation in the Black Hole Candidate Sagittarius A*. *ApJ* 534, 723–733.
- Collin, S. (2006, November). Quasars and Galactic Nuclei, a Half-Century Agitated Story. In J.-M. Alimi & A. Füzfa (Ed.), *Albert Einstein Century International Conference*, Volume 861 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 587–595.
- Cooper, R. L. and R. Narayan (2007, May). Hydrogen-triggered Type I X-Ray Bursts in a Two-Zone Model. *ApJ* 661, 468–476.
- Cornelisse, R., J. J. M. in 't Zand, E. Kuulkers, J. Heise, F. Verbunt, M. Cocchi, A. Bazzano, L. Natalucci, and P. Ubertini (2004, June). Burst-only sources : probing type I X-ray bursters at low persistent luminosities. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 132, 518–523.
- Cornelisse, R., J. J. M. in 't Zand, F. Verbunt, E. Kuulkers, J. Heise, P. R. den Hartog, M. Cocchi, L. Natalucci, A. Bazzano, and P. Ubertini (2003, July). Six years of BeppoSAX Wide Field Cameras observations of nine galactic type I X-ray bursters. *A&A* 405, 1033–1042.
- Cotera, A., M. Morris, A. M. Ghez, E. E. Becklin, A. M. Tanner, M. W. Werner, and S. R. Stolovy (1999, June). Mid-infrared imaging of the central parsec with keck. *ASPC* 186, 240.
- Cottam, J., F. Paerels, and M. Mendez (2002, November). Gravitationally redshifted absorption lines in the X-ray burst spectra of a neutron star. *Nature* 420, 51–54.
- Cottam, J., F. Paerels, M. Méndez, L. Boirin, W. H. G. Lewin, E. Kuulkers, and J. M. Miller (2008, January). The Burst Spectra of EXO 0748-676 during a Long 2003 XMM-Newton Observation. *ApJ* 672, 504–509.
- Courvoisier, T. J.-L., R. Walter, V. Beckmann, A. J. Dean, P. Dubath, R. Hudec, P. Kretschmar, S. Mereghetti, T. Montmerle, N. Mowlavi, S. Paltani, A. Preite Martinez, N. Produit, R. Staubert, A. W. Strong, J.-P. Swings, N. J. Westergaard, N. White, C. Winkler, and A. A. Zdziarski (2003, November). The INTEGRAL Science Data Centre (ISDC). *A&A* 411, L53–L57.
- Cuadra, J., S. Nayakshin, and F. Martins (2008, January). Variable accretion and emission from the stellar winds in the Galactic Centre. *MNRAS* 383, 458–466.
- Cumming, A. and L. Bildsten (2000, November). Rotational Evolution during Type I X-Ray Bursts. *ApJ* 544, 453–474.
- Cumming, A. and L. Bildsten (2001, October). Carbon Flashes in the Heavy-Element Ocean on Accreting Neutron Stars. *ApJ* 559, L127–L130.
- Cumming, A., J. Macbeth, J. J. M. in 't Zand, and D. Page (2006, July). Long Type I X-Ray Bursts and Neutron Star Interior Physics. *ApJ* 646, 429–451.
- de Cesare, G., A. Bazzano, S. Martínez Núñez, G. Stratta, A. Tarana, M. Del Santo, and P. Ubertini (2007, September). INTEGRAL high-energy monitoring of the X-ray burster KS 1741-293. *MNRAS* 380, 615–620.
- Degenaar, N., P. G. Jonker, M. A. P. Torres, R. Kaur, N. Rea, G. L. Israel, A. Patruno, G. Trap, E. M. Cackett, P. D'Avanzo, G. Lo Curto, G. Novara, H. Krimm, S. T. Holland, A. de Luca, P. Esposito, and R. Wijnands (2010, May). Multiwavelength observations of 1RXH J173523.7-354013 : revealing an unusual bursting neutron star. *MNRAS* 404, 1591–1602.
- Degenaar, N. and R. Wijnands (2009, February). The behavior of subluminescent X-ray transients near the Galactic center as observed using the X-ray telescope aboard Swift. *A&A* 495, 547–559.
- Degenaar, N. and R. Wijnands (2010, December). A four-year baseline Swift study of enigmatic X-ray transients located near the Galactic center. *A&A* 524, A69.
- Degenaar, N., R. Wijnands, and M. Muno (2008, May). Chandra detects activity from the Galactic X-ray transients KS 1741-293, Swift J174535.5-290135.6 and CXOGC J174535.5-290124. *The Astronomer's Telegram* 1531, 1.

- del Santo, M., A. Bazzano, A. A. Zdziarski, D. M. Smith, N. Bezayiff, R. Farinelli, G. de Cesare, P. Ubertini, A. J. Bird, M. Cadolle Bel, F. Capitanio, A. Goldwurm, A. Malizia, I. F. Mirabel, L. Natalucci, and C. Winkler (2005, April). 1E 1740.7-2942 : Temporal and spectral evolution from INTEGRAL and RXTE observations. *A&A* 433, 613–617.
- den Herder, J. W., A. C. Brinkman, S. M. Kahn, G. Branduardi-Raymont, K. Thomsen, H. Aarts, M. Audard, J. V. Bixler, A. J. den Boggende, J. Cottam, T. Decker, L. Dubbeldam, C. Erd, H. Goulooze, M. Güdel, P. Guttridge, C. J. Hailey, K. A. Janabi, J. S. Kaastra, P. A. J. de Korte, B. J. van Leeuwen, C. Mauche, A. J. McCalden, R. Mewe, A. Naber, F. B. Paerels, J. R. Peterson, A. P. Rasmussen, K. Rees, I. Sakelliou, M. Sako, J. Spodek, M. Stern, T. Tamura, J. Tandy, C. P. de Vries, S. Welch, and A. Zehnder (2001, January). The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton. *A&A* 365, L7–L17.
- Do, T., A. M. Ghez, M. R. Morris, S. Yelda, L. Meyer, J. R. Lu, S. D. Hornstein, and K. Matthews (2009, February). A Near-Infrared Variability Study of the Galactic Black Hole : A Red Noise Source with NO Detected Periodicity. *ApJ* 691, 1021–1034.
- Dodds-Eden, K., S. Gillessen, T. K. Fritz, F. Eisenhauer, S. Trippe, R. Genzel, T. Ott, H. Bartko, O. Pfuhl, G. Bower, A. Goldwurm, D. Porquet, G. Trap, and F. Yusef-Zadeh (2011, February). The Two States of Sgr A* in the Near-infrared : Bright Episodic Flares on Top of Low-level Continuous Variability. *ApJ* 728, 37.
- Dodds-Eden, K., D. Porquet, G. Trap, E. Quataert, X. Haubois, S. Gillessen, N. Grosso, E. Pantin, H. Falcke, D. Rouan, R. Genzel, G. Hasinger, A. Goldwurm, F. Yusef-Zadeh, Y. Clenet, S. Trippe, P. Lagage, H. Bartko, F. Eisenhauer, T. Ott, T. Paumard, G. Perrin, F. Yuan, T. K. Fritz, and L. Mascetti (2009, June). Evidence for X-Ray Synchrotron Emission from Simultaneous Mid-Infrared to X-Ray Observations of a Strong Sgr A* Flare. *ApJ* 698, 676–692.
- Dodds-Eden, K., P. Sharma, E. Quataert, R. Genzel, S. Gillessen, F. Eisenhauer, and D. Porquet (2010, December). Time-Dependent Models of Flares from Sagittarius A*. *ApJ* 725, 450–465.
- Doeleman, S. S., V. L. Fish, A. E. Broderick, A. Loeb, and A. E. E. Rogers (2009, April). Detecting Flaring Structures in Sagittarius A* with High-Frequency VLBI. *ApJ* 695, 59–74.
- Doeleman, S. S., J. Weintroub, A. E. E. Rogers, R. Plambeck, R. Freund, R. P. J. Tilanus, P. Friberg, L. M. Ziurys, J. M. Moran, B. Corey, K. H. Young, D. L. Smythe, M. Titus, D. P. Marrone, R. J. Cappallo, D. C.-J. Bock, G. C. Bower, R. Chamberlin, G. R. Davis, T. P. Krichbaum, J. Lamb, H. Maness, A. E. Niell, A. Roy, P. Strittmatter, D. Werthimer, A. R. Whitney, and D. Woody (2008, September). Event-horizon-scale structure in the supermassive black hole candidate at the Galactic Centre. *Nature* 455, 78–80.
- Dogiel, V., K. Cheng, D. Chernyshov, A. Bamba, A. Ichimura, H. Inoue, C. Ko, M. Kokubun, Y. Maeda, K. Mitsuda, and N. Y. Yamasaki (2009, August). Origin of 6.4keV Line Emission from Molecular Clouds in the Galactic Center. *PASJ* 61, 901.
- Draine, B. T. and H. M. Lee (1984, October). Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ* 285, 89–108.
- Dubus, G., J.-P. Lasota, J.-M. Hameury, and P. Charles (1999, February). X-ray irradiation in low-mass binary systems. *MNRAS* 303, 139–147.
- Eckart, A., F. K. Baganoff, M. Morris, M. W. Bautz, W. N. Brandt, G. P. Garmire, R. Genzel, T. Ott, G. R. Ricker, C. Straubmeier, T. Viehmann, R. Schödel, G. C. Bower, and J. E. Goldston (2004, November). First simultaneous NIR/X-ray detection of a flare from Sgr A*. *A&A* 427, 1–11.
- Eckart, A., F. K. Baganoff, M. R. Morris, D. Kunneriath, M. Zamaninasab, G. Witzel, R. Schödel, M. García-Marín, L. Meyer, G. C. Bower, D. Marrone, M. W. Bautz, W. N. Brandt, G. P. Garmire, G. R. Ricker, C. Straubmeier, D. A. Roberts, K. Muzic, J. Mauerhan, and A. Zensus (2009, June). Modeling mm- to X-ray flare emission from Sagittarius A*. *A&A* 500, 935–946.
- Eckart, A., F. K. Baganoff, R. Schödel, M. Morris, R. Genzel, G. C. Bower, D. Marrone, J. M. Moran, T. Viehmann, M. W. Bautz, W. N. Brandt, G. P. Garmire, T. Ott, S. Trippe, G. R. Ricker, C. Straubmeier, D. A. Roberts, F. Yusef-Zadeh, J. H. Zhao, and R. Rao (2006, May). The flare activity of Sagittarius A*. New coordinated mm to X-ray observations. *A&A* 450, 535–555.
- Eckart, A., F. K. Baganoff, M. Zamaninasab, M. R. Morris, R. Schödel, L. Meyer, K. Muzic, M. W. Bautz, W. N. Brandt, G. P. Garmire, G. R. Ricker, D. Kunneriath, C. Straubmeier, W. Duschl, M. Dovciak, V. Karas, S. Markoff, F. Najarro, J. Mauerhan, J. Moutaka, and A. Zensus (2008, March). Polarized NIR and X-ray flares from Sagittarius A*. *A&A* 479, 625–639.
- Eckart, A., R. Schödel, M. García-Marín, G. Witzel, A. Weiss, F. K. Baganoff, M. R. Morris, T. Bertram, M. Dovciak, W. J. Duschl, V. Karas, S. König, T. P. Krichbaum, M. Krips, D. Kunneriath, R.-S. Lu, S. Markoff, J. Mauerhan, L. Meyer, J. Moutaka, K. Mužić, F. Najarro, J.-U. Pott, K. F. Schuster, L. O. Sjouwerman, C. Straubmeier, C. Thum, S. N. Vogel, H. Wiesemeyer, M. Zamaninasab, and J. A. Zensus (2008, December). Simultaneous NIR/sub-mm observation of flare emission from Sagittarius A*. *A&A* 492, 337–344.
- Eckart, A., R. Schödel, L. Meyer, S. Trippe, T. Ott, and R. Genzel (2006, August). Polarimetry of near-infrared flares from Sagittarius A*. *A&A* 455, 1–10.
- Eckart, A., R. Schödel, and C. Straubmeier (2005). *The black hole at the center of the Milky Way*. London Imperial College Press.

- Eddington, A. (1926). *The Internal Constitution of the Stars*. Cambridge University Press.
- Edge, D. O., J. R. Shakeshaft, W. B. McAdam, J. E. Baldwin, and S. Archer (1959). A survey of radio sources at a frequency of 159 Mc/s. *MmRAS* 68, 37–60.
- Egret, D., J. Halbwachs, and J. Hameury (2001, January). Etoiles Doubles. *Ecole de Goutelas #23, CNRS, 22-26 May 2000*, edited by D. Egret, J.-L. Halbwachs, and J.-M. Hameury. Publisher : Societe Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A) 23.
- Einstein, A. (1915). Die Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 844-847., 844–847.
- Eisenhauer, F., R. Genzel, T. Alexander, R. Abuter, T. Paumard, T. Ott, A. Gilbert, S. Gillessen, M. Horrobin, S. Trippe, H. Bonnet, C. Dumas, N. Hubin, A. Kaufer, M. Kissler-Patig, G. Monnet, S. Ströbele, T. Szeifert, A. Eckart, R. Schödel, and S. Zucker (2005, July). SINFONI in the Galactic Center : Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month. *ApJ* 628, 246–259.
- Eisenhauer, F., R. Schödel, R. Genzel, T. Ott, M. Tecza, R. Abuter, A. Eckart, and T. Alexander (2003, November). A Geometric Determination of the Distance to the Galactic Center. *ApJ* 597, L121–L124.
- Ekers, R. D., J. H. van Gorkom, U. J. Schwarz, and W. M. Goss (1983, June). The radio structure of SGR A. *A&A* 122, 143–150.
- Elder, F. R., A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir, and H. C. Pollock (1947, June). Radiation from Electrons in a Synchrotron. *Physical Review* 71, 829–830.
- Epstein, R., F. Lamb, and Priedhorsky (1986). X-ray variability in astrophysics. *Los Alamos Science* 13.
- Fabbiano, G. (2004, July). Ultraluminous X-ray Sources : an Observational Review. In G. Tovmassian & E. Sion (Ed.), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Volume 20 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pp. 46–49.
- Fabian, A. (1996). Topics in contemporary astrophysics.
- Fabian, A. C. (2009, June). Black holes at work. *Astronomy and Geophysics* 50(3), 030000–3.
- Falanga, M. (2008, September). Accreting X-ray millisecond pulsars in outburst. In *American Institute of Physics Conference Series*, Volume 1054 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 157–171.
- Falanga, M., J. Chenevez, A. Cumming, E. Kuulkers, G. Trap, and A. Goldwurm (2008, June). Intermediate long X-ray bursts from the ultra-compact binary candidate SLX 1737-282. *A&A* 484, 43–50.
- Falanga, M., A. Cumming, E. Bozzo, and J. Chenevez (2009, March). The new intermediate long-bursting source XTE J1701-407. *A&A* 496, 333–342.
- Falanga, M., F. Melia, M. Prescher, G. Bélanger, and A. Goldwurm (2008, June). Modulated X-Ray Emissivity near the Stress Edge in Sagittarius A*. *ApJ* 679, L93–L96.
- Falanga, M., F. Melia, M. Tagger, A. Goldwurm, and G. Bélanger (2007, June). General Relativistic Flux Modulations from Disk Instabilities in Sagittarius A*. *ApJ* 662, L15–L18.
- Falcke, H. (2003). Radio and X-ray emission from the Galactic black hole. In Falcke, H. & Hehl, F. W. (Ed.), *The Galactic Black Hole*, pp. 310–342.
- Falcke, H., K. Mannheim, and P. L. Biermann (1993, October). The Galactic Center radio jet. *A&A* 278, L1–L4.
- Falcke, H. and S. Markoff (2000, October). The jet model for Sgr A* : Radio and X-ray spectrum. *A&A* 362, 113–118.
- Falcke, H., S. Markoff, and G. C. Bower (2009, March). Jet-lag in Sagittarius A* : what size and timing measurements tell us about the central black hole in the Milky Way. *A&A* 496, 77–83.
- Falcke, H., F. Melia, and E. Agol (2000, January). Viewing the Shadow of the Black Hole at the Galactic Center. *ApJ* 528, L13–L16.
- Fender, R. (2010, March). ‘Disc-Jet’ Coupling in Black Hole X-Ray Binaries and Active Galactic Nuclei. In T. Belloni (Ed.), *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, Volume 794 of *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, pp. 115.
- Fenimore, E. E. and T. M. Cannon (1978, February). Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. *Appl. Opt.* 17, 337–347.
- Ferrando, P., M. Arnaud, U. Briel, E. Cavazzuti, R. Clédassou, J. L. Counil, F. Fiore, P. Giommi, A. Goldwurm, O. Lamarle, P. Laurent, F. Lebrun, G. Malaguti, S. Mereghetti, G. Micela, G. Pareschi, M. Piermaria, J. P. Roques, and G. Tagliaferri (2008). The Simbol-X mission . *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 79, 19.
- Fish, V. L., S. S. Doeleman, C. Beaudoin, R. Blundell, D. E. Bolin, G. C. Bower, R. Chamberlin, R. Freund, P. Friberg, M. A. Gurwell, M. Honma, M. Inoue, T. P. Krichbaum, J. Lamb, D. P. Marrone, J. M. Moran, T. Oyama, R. Plambeck, R. Primiani, A. E. E. Rogers, D. L. Smythe, J. SooHoo, P. Strittmatter, R. P. J. Tilanus, M. Titus, J. Weintroub, M. Wright, D. Woody, K. H. Young, and L. M. Ziurys (2011, February). 1.3 mm Wavelength VLBI of Sagittarius A* : Detection of Time-variable Emission on Event Horizon Scales. *ApJ* 727, L36.

- Fisher, P. C., H. M. Johnson, W. C. Jordan, A. J. Meyerott, and L. W. Acton (1966, January). Observations of Cosmic X-Rays. *ApJ* 143, 203.
- Forot, M. (2006). Accélération de particules au sein des vents relativistes de pulsars : Simulation et contraintes observationnelles avec le satellite INTEGRAL. *PhD*.
- Fowler, R. H. (1926, December). On dense matter. *MNRAS* 87, 114–122.
- Fox, D. B., S. D. Barthelmy, and C. B. Markwardt (2007, January). Swift-BAT trigger 257213 is a Galactic Center transient. *GCN Circular* 6020.
- Frank, J., A. King, and D. J. Raine (2002). *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*. Cambridge University Press.
- Frank, J., A. R. King, and J. Lasota (1987, May). The light curves of low-mass X-ray binaries. *A&A* 178, 137–142.
- Fried, D. L. (1966, October). Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 56, 1372.
- Fritz, G., R. C. Henry, J. F. Meekins, T. A. Chubb, and H. Friedman (1969, May). X-ray Pulsar in the Crab Nebula. *Science* 164, 709–712.
- Fryer, C. L., G. Rockefeller, A. Hungerford, and F. Melia (2006, February). The Sgr B2 X-Ray Echo of the Galactic Center Supernova Explosion that Produced Sgr A East. *ApJ* 638, 786–796.
- Fujimoto, M. Y. (1988, January). Angular distribution of radiation from low-mass X-ray binaries. *ApJ* 324, 995–1000.
- Fujimoto, M. Y., T. Hanawa, and S. Miyaji (1981, July). Shell flashes on accreting neutron stars and X-ray bursts. *ApJ* 247, 267–278.
- Fujimoto, M. Y., M. Sztajno, W. H. G. Lewin, and J. van Paradijs (1987, August). On the theory of type I X-ray bursts - The energetics of bursts and the nuclear fuel reservoir in the envelope. *ApJ* 319, 902–915.
- Fushiki, I. and D. Q. Lamb (1987, December). New insights from a global view of X-ray bursts. *ApJ* 323, L55–L60.
- Galloway, D. K., M. P. Muno, J. M. Hartman, D. Psaltis, and D. Chakrabarty (2008, December). Thermonuclear (Type I) X-Ray Bursts Observed by the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJS* 179, 360–422.
- Garcia, M. R., R. Hextall, F. K. Baganoff, J. Galache, F. Melia, S. S. Murray, F. A. Primini, L. O. Sjouwerman, and B. Williams (2010, February). X-ray and Radio Variability of M31*, The Andromeda Galaxy Nuclear Supermassive Black Hole. *ApJ* 710, 755–763.
- Gehrels, N. (1986, April). Confidence limits for small numbers of events in astrophysical data. *ApJ* 303, 336–346.
- Gehrels, N., G. Chincarini, P. Giommi, K. O. Mason, J. A. Nousek, A. A. Wells, N. E. White, S. D. Barthelmy, D. N. Burrows, L. R. Cominsky, K. C. Hurley, F. E. Marshall, P. Mészáros, P. W. A. Roming, L. Angelini, L. M. Barbier, T. Belloni, S. Campana, P. A. Caraveo, M. M. Chester, O. Citterio, T. L. Cline, M. S. Cropper, J. R. Cummings, A. J. Dean, E. D. Feigelson, E. E. Fenimore, D. A. Frail, A. S. Fruchter, G. P. Garmire, K. Gendreau, G. Ghisellini, J. Greiner, J. E. Hill, S. D. Hunsberger, H. A. Krimm, S. R. Kulkarni, P. Kumar, F. Lebrun, N. M. Lloyd-Ronning, C. B. Markwardt, B. J. Mattson, R. F. Mushotzky, J. P. Norris, J. Osborne, B. Paczynski, D. M. Palmer, H.-S. Park, A. M. Parsons, J. Paul, M. J. Rees, C. S. Reynolds, J. E. Rhoads, T. P. Sasseen, B. E. Schaefer, A. T. Short, A. P. Smale, I. A. Smith, L. Stella, G. Tagliaferri, T. Takahashi, M. Tashiro, L. K. Townsley, J. Tueller, M. J. L. Turner, M. Vietri, W. Voges, M. J. Ward, R. Willingale, F. M. Zerbi, and W. W. Zhang (2004, August). The Swift Gamma-Ray Burst Mission. *ApJ* 611, 1005–1020.
- Genzel, R., F. Eisenhauer, and S. Gillessen (2010, October). The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster. *Reviews of Modern Physics* 82, 3121–3195.
- Genzel, R., C. Pichon, A. Eckart, O. E. Gerhard, and T. Ott (2000, September). Stellar dynamics in the Galactic Centre : proper motions and anisotropy. *MNRAS* 317, 348–374.
- Genzel, R., R. Schödel, T. Ott, A. Eckart, T. Alexander, F. Lacombe, D. Rouan, and B. Aschenbach (2003, October). Near-infrared flares from accreting gas around the supermassive black hole at the Galactic Centre. *Nature* 425, 934–937.
- Genzel, R. and C. H. Townes (1987). Physical conditions, dynamics, and mass distribution in the center of the Galaxy. *ARA&A* 25, 377–423.
- Ghez, A., S. Wright, K. Matthews, D. Thompson, D. Le Mignant, A. Tanner, S. Hornstein, M. Morris, E. Becklin, and B. Soifer (2004, February). Variable Infrared Emission from the Supermassive Black Hole at the Center of the Milky Way. *ApJ* 601, L159–L162.
- Ghez, A. M., S. D. Hornstein, J. R. Lu, A. Bouchez, D. Le Mignant, M. A. van Dam, P. Wizinowich, K. Matthews, M. Morris, E. E. Becklin, R. D. Campbell, J. C. Y. Chin, S. K. Hartman, E. M. Johansson, R. E. Lafon, P. J. Stomski, and D. M. Summers (2005, December). The First Laser Guide Star Adaptive Optics Observations of the Galactic Center : Sgr A*'s Infrared Color and the Extended Red Emission in its Vicinity. *ApJ* 635, 1087–1094.

- Ghez, A. M., M. Morris, E. E. Becklin, A. Tanner, and T. Kremenek (2000, September). The accelerations of stars orbiting the Milky Way's central black hole. *Nature* 407, 349–351.
- Giacconi, R., H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum (1971, July). Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU. *ApJ* 167, L67.
- Giacconi, R., H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi (1962, December). Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Physical Review Letters* 9, 439–443.
- Giacconi, R., H. Gursky, and L. P. van Speybroeck (1968). Observational Techniques in X-Ray Astronomy. *ARA&A* 6, 373.
- Gillessen, S., F. Eisenhauer, E. Quataert, R. Genzel, T. Paumard, S. Trippe, T. Ott, R. Abuter, A. Eckart, P. O. Lagage, M. D. Lehnert, L. J. Tacconi, and F. Martins (2006, April). Variations in the Spectral Slope of Sagittarius A* during a Near-Infrared Flare. *ApJ* 640, L163–L166.
- Gillessen, S., F. Eisenhauer, S. Trippe, T. Alexander, R. Genzel, F. Martins, and T. Ott (2009, February). Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center. *ApJ* 692, 1075–1109.
- Goldwurm, A. (1996). The gamma ray sky as seen by the SIGMA Telescope. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 67, 121.
- Goldwurm, A. (2001, September). Gamma-ray imaging with the coded mask IBIS telescope. In *ESA SP-459 : Exploring the Gamma-Ray Universe*, pp. 497–500.
- Goldwurm, A. (2006a, May). Emission de haute énergie des trous noirs Galactiques. *HDR*.
- Goldwurm, A. (2006b, December). High Energy Emission from the Galactic Center. *Journal of Physics Conference Series* 54, 86–94.
- Goldwurm, A. (2007, January). High energy activity of the super-massive black hole at the Galactic Center. *Comptes Rendus Physique* 8, 35–44.
- Goldwurm, A. (2008a, December). A Multiwavelength View of High-Energy Processes in the Galactic Center Region. In F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger (Ed.), *American Institute of Physics Conference Series*, Volume 1085 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 135–145.
- Goldwurm, A. (2008b). Observing the Super-Massive Black Hole of the Galactic center with Simbol-X. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 79, 81.
- Goldwurm, A. (2010, July). An overview of the high-energy emission from the Galactic Center. *ArXiv :1007.4174*.
- Goldwurm, A., E. Brion, P. Goldoni, P. Ferrando, F. Daigne, A. Decourchelle, R. Warwick, and P. Predehl (2003, February). A New X-Ray Flare from the Galactic Nucleus Detected with the XMM-Newton Photon Imaging Cameras. *ApJ* 584, 751–757.
- Goldwurm, A., B. Cordier, J. Paul, J. Ballet, L. Bouchet, J. Reques, G. Vedrenne, P. Mandrou, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Finogenov, A. Vikhlinin, A. Dyachkov, N. Khavenson, and V. Kovtunenkov (1994, October). Possible evidence against a massive black hole at the Galactic Centre. *Nature* 371, 589–591.
- Goldwurm, A., P. David, L. Foschini, A. Gros, P. Laurent, A. Sauvageon, A. J. Bird, L. Lerusse, and N. Produit (2003, November). The INTEGRAL/IBIS scientific data analysis. *A&A* 411, L223–L229.
- Goss, W. M., R. L. Brown, and K. Y. Lo (2003, September). The Discovery of Sgr A*. *Astronomische Nachrichten Supplement* 324, 497–504.
- Gould, R. J. (1979, July). Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources. *A&A* 76, 306–311.
- Grindlay, J., H. Gursky, H. Schnopper, D. R. Parsignault, J. Heise, A. C. Brinkman, and J. Schrijver (1976, May). Discovery of intense X-ray bursts from the globular cluster NGC 6624. *ApJ* 205, L127–L130.
- Gros, A., A. Goldwurm, M. Cadolle-Bel, P. Goldoni, J. Rodriguez, L. Foschini, M. Del Santo, and P. Blay (2003, November). The INTEGRAL IBIS/ISGRI System Point Spread Function and Source Location Accuracy. *A&A* 411, L179–L183.
- Grosso, N., D. Porquet, and L. Boirin (2008, November). XMM-Newton view of the eclipsing burster low-mass X-ray binary AX J1745.6-2901. In C. Charbonnel, F. Combes, and R. Samadi (Eds.), *SF2A-2008*, pp. 233.
- Gursky, H., P. Gorenstein, and R. Giacconi (1967, November). The Distribution of Galactic X-Ray Sources from Scorpio to Cygnus. *ApJ* 150, L75.
- Güsten, R., L. Å. Nyman, P. Schilke, K. Menten, C. Cesarsky, and R. Booth (2006, August). The Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) - a new submillimeter facility for southern skies. *A&A* 454, L13–L16.
- Hamaus, N., T. Paumard, T. Müller, S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe, and R. Genzel (2009, February). Prospects for Testing the Nature of Sgr A*'s Near-Infrared Flares on the Basis of Current Very Large Telescope and Future Very Large Telescope Interferometer Observations. *ApJ* 692, 902–916.
- Hameury, J. (2001, January). Binaires semi-détachées : taxonomie. *Ecole de Goutelas #23, CNRS, 22-26 May 2000*, edited by D. Egret, J.-L. Halbwachs, and J.-M. Hameury. Publisher : Societe Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), p. 19 23, 19.

- Hansen, C. J. and H. M. van Horn (1975, February). Steady-state nuclear fusion in accreting neutron-star envelopes. *ApJ* 195, 735–741.
- Hartman, R. C., D. L. Bertsch, S. D. Bloom, A. W. Chen, P. Deines-Jones, J. A. Esposito, C. E. Fichtel, D. P. Friedlander, S. D. Hunter, L. M. McDonald, P. Sreekumar, D. J. Thompson, B. B. Jones, Y. C. Lin, P. F. Michelson, P. L. Nolan, W. F. Tompkins, G. Kanbach, H. A. Mayer-Hasselwander, A. Mücke, M. Pohl, O. Reimer, D. A. Kniffen, E. J. Schneid, C. von Montigny, R. Mukherjee, and B. L. Dingus (1999, July). The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *ApJS* 123, 79–202.
- Haubois, X., R. Genzel, G. Perrin, S. Gillessen, T. Paumard, K. Dodds-Eden, Y. Clénet, and D. Rouan (2008, October). The Galactic Center large program. In *American Institute of Physics Conference Series*, Volume 1053 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 91–94.
- Hawking, S. W. (1974, March). Black hole explosions? *Nature* 248, 30–31.
- Hayashida, N., M. Nagano, D. Nishikawa, H. Ohoka, N. Sakaki, M. Sasaki, M. Takeda, M. Teshima, R. Torii, T. Yamamoto, S. Yoshida, K. Honda, N. Kawasumi, I. Tsushima, N. Inoue, E. Kusano, K. Shinozaki, N. Souma, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, Y. Kawasaki, H. Kitamura, Y. Matsubara, K. Murakami, Y. Uchihori, and H. Yoshii (1999, May). The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} eV. *Astroparticle Physics* 10, 303–311.
- Heinke, C. O., F. Yusef-Zadeh, R. Genzel, S. Gillessen, K. M. Menten, and M. Wardle (2008, May). Chandra detects Swift J174535.5-290135.6 in a relatively bright state. *The Astronomer's Telegram* 1513, 1.
- Heise, J., J. J. M. in't Zand, M. J. S. Smith, J. M. Muller, P. Ubertini, A. Bazzano, M. Cocchi, and L. Natalucci (1999). DIM Transient X-Ray Binaries in the Galactic Bulge. *Astrophysical Letters Communications* 38, 297.
- Hellier, C. (2001). *Cataclysmic Variable Stars : How and Why they Vary*. Springer.
- Hernanz, M. (2005, August). Classical nova explosions. In J.-M. Hameury & J.-P. Lasota (Ed.), *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, Volume 330 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 265.
- Herrnstein, R. M., J.-H. Zhao, G. C. Bower, and W. M. Goss (2004, June). The Variability of Sagittarius A* at Centimeter Wavelengths. *AJ* 127, 3399–3410.
- Hewish, A., S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins (1968, February). Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature* 217, 709–713.
- Hinton, J. A. and F. A. Aharonian (2007, March). Inverse Compton Scenarios for the TeV Gamma-Ray Emission of the Galactic Center. *ApJ* 657, 302–307.
- Hoffman, J. A., H. L. Marshall, and W. H. G. Lewin (1978, February). Dual character of the rapid burster and a classification of X-ray bursts. *Nature* 271, 630–633.
- Høg, E., C. Fabricius, V. V. Makarov, S. Urban, T. Corbin, G. Wycoff, U. Bastian, P. Schwekendiek, and A. Wicenec (2000, November). (Erratum) Letter to the Editor - The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. *A&A* 363, 385–390.
- Horne, J. H. and S. L. Baliunas (1986, March). A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. *ApJ* 302, 757–763.
- Hornstein, S. D., K. Matthews, A. M. Ghez, J. R. Lu, M. Morris, E. E. Becklin, M. Rafelski, and F. K. Baganoff (2007, October). A Constant Spectral Index for Sagittarius A* during Infrared/X-Ray Intensity Variations. *ApJ* 667, 900–910.
- Hoyle, F. (1954, September). On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel. *ApJS* 1, 121.
- Hoyle, R. and W. A. Fowler (1965). Thermonuclear Burning on Rapidly Accreting Neutron Stars. In I. Robinson, A. Schild, and E. L. Shucking (Eds.), *Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse*, pp. 17. Chicago University Press.
- Hüttemeister, S. (2003). The Milky Way : structure, constituents and evolution. In Falcke, H. & Hehl, F. W. (Ed.), *The Galactic Black Hole*, pp. 35–71.
- Hyodo, Y., Y. Ueda, T. Yuasa, Y. Maeda, K. Makishima, and K. Koyama (2009, January). Timing and Spectral Study of AXJ1745.6-2901 with Suzaku. *PASJ* 61, 99.
- in't Zand, J. J. M., P. G. Jonker, and C. B. Markwardt (2007, April). Six new candidate ultracompact X-ray binaries. *A&A* 465, 953–963.
- Jansen, F., D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, C. Gabriel, M. Guainazzi, P. Gondoin, R. Much, R. Munoz, M. Santos, N. Scharfel, D. Texier, and G. Vacanti (2001, January). XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *A&A* 365, L1–L6.
- Jansky, K. G. (1933, July). Radio Waves from Outside the Solar System. *Nature* 132, 66.
- Jensen, P. L., K. Clausen, C. Cassi, F. Ravera, G. Janin, C. Winkler, and R. Much (2003, November). The INTEGRAL spacecraft - in-orbit performance. *A&A* 411, L7–L17.

- Johnson, S. P., H. Dong, and Q. D. Wang (2009, November). A large-scale survey of X-ray filaments in the Galactic Centre. *MNRAS* 399, 1429–1440.
- Jolley, E. J. D. and Z. Kuncic (2008, March). Constraints on Jet-driven Disk Accretion in Sagittarius A*. *ApJ* 676, 351–360.
- Joss, P. C. (1977, November). X-ray bursts and neutron-star thermonuclear flashes. *Nature* 270, 310–314.
- Kalogera, V. and G. Baym (1996, October). The Maximum Mass of a Neutron Star. *ApJ* 470, L61.
- Kaspi, V. M. (2010, April). Grand unification of neutron stars. *Proceedings of the National Academy of Science* 107, 7147–7152.
- Kassim, N., T. LaRosa, T. Lazio, and S. Hyman (1999, June). Wide Field Radio Imaging of the Galactic Center. In *APS Conf. Ser. 186 : The Central Parsecs of the Galaxy*, Volume 99, pp. 403–414.
- Kawara, K., A. R. Hyland, and R. J. Wainscoat (1984, June). No IR burst during a type I X-ray burst from the rapid burster (MXB1730 - 335). *Nature* 309, 770–771.
- Keek, L. (2008). Probing thermonuclear burning on accreting neutron stars. *PhD*.
- Kennea, J. A. (2009, October). Swift/XRT detection of GRS 1741.9-2853 in outburst. *The Astronomer's Telegram* 2236, 1.
- Kennea, J. A., D. N. Burrows, S. Campana, O. Godet, J. Nousek, and N. Gehrels (2006, February). Swift/XRT detection of a transient source in the Galactic Center. *The Astronomer's Telegram* 753, 1.
- Kennea, J. A. and G. K. Skinner (1996, December). No Eclipses in A1742-289 Archival Data. *PASJ* 48, L117–L117.
- Kerr, R. P. (1965). Gravitational Collapse and Rotation. In I. Robinson, A. Schild, & E. L. Schucking (Ed.), *Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse*, pp. 99.
- Khokhlov, A. and F. Melia (1996, February). Powerful Ejection of Matter from Tidally Disrupted Stars near Massive Black Holes and a Possible Application to Sagittarius A East. *ApJ* 457, L61.
- King, A. R. (2000, July). The population of faint transients in the Galactic Centre. *MNRAS* 315, L33–L36.
- King, A. R. and H. Ritter (1998, January). The light curves of soft X-ray transients. *MNRAS* 293, L42–L48.
- Kirsch, M. (2005, February). XMM-SOC-CAL-TN-0018 : EPIC Status of Calibration and Data Analysis. Technical report, XMM-Newton Science Operations Centre.
- Klebesadel, R. W., W. D. Evans, E. E. Fenimore, J. G. Laros, and J. Terrel (1982). Cosmic Gamma-Ray Bursts—a continuing mystery. *Los Alamos Science* 3, 2.
- Klebesadel, R. W., I. B. Strong, and R. A. Olson (1973, June). Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *ApJ* 182, L85.
- Kolmogorov, A. (1941). The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady* 30, 301–305.
- Kosack, K., H. M. Badran, I. H. Bond, P. J. Boyle, S. M. Bradbury, J. H. Buckley, D. A. Carter-Lewis, O. Celik, V. Connaughton, W. Cui, M. Daniel, M. D'Vali, I. de la Calle Perez, C. Duke, A. Falcone, D. J. Fegan, S. J. Fegan, J. P. Finley, L. F. Fortson, J. A. Gaidos, S. Gammell, K. Gibbs, G. H. Gillanders, J. Grube, K. Gutierrez, J. Hall, T. A. Hall, D. Hanna, A. M. Hillas, J. Holder, D. Horan, A. Jarvis, M. Jordan, G. E. Kenny, M. Kertzman, D. Kieda, J. Kildea, J. Knapp, H. Krawczynski, F. Krennrich, M. J. Lang, S. Le Bohec, E. Linton, J. Lloyd-Evans, A. Milovanovic, J. McEnery, P. Moriarty, D. Muller, T. Nagai, S. Nolan, R. A. Ong, R. Palladini, D. Petry, B. Power-Mooney, J. Quinn, M. Quinn, K. Ragan, P. Rebillot, P. T. Reynolds, H. J. Rose, M. Schroedter, G. H. Sembroski, S. P. Swordy, A. Syson, V. V. Vassiliev, S. P. Wakely, G. Walker, T. C. Weekes, and J. Zweerink (2004, June). TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center. *ApJ* 608, L97–L100.
- Kostić, U., A. Čadež, M. Calvani, and A. Gomboc (2009, March). Tidal effects on small bodies by massive black holes. *A&A* 496, 307–315.
- Koyama, K., H. Awaki, H. Kunieda, S. Takano, and Y. Tawara (1989, June). Intense 6.7-keV iron line emission from the Galactic Centre. *Nature* 339, 603–605.
- Koyama, K., Y. Hyodo, T. Inui, H. Nakajima, H. Matsumoto, T. G. Tsuru, T. Takahashi, Y. Maeda, N. Y. Yamazaki, H. Murakami, S. Yamauchi, Y. Tsuboi, A. Senda, J. Kataoka, H. Takahashi, S. S. Holt, and G. V. Brown (2007, January). Iron and Nickel Line Diagnostics for the Galactic Center Diffuse Emission. *PASJ* 59, 245–255.
- Koyama, K., Y. Maeda, T. Sonobe, T. Takeshima, Y. Tanaka, and S. Yamauchi (1996, April). ASCA View of Our Galactic Center : Remains of Past Activities in X-Rays ? *PASJ* 48, 249–255.
- Koyama, K., Y. Takikawa, Y. Hyodo, T. Inui, M. Nobukawa, H. Matsumoto, and T. G. Tsuru (2009, January). Spatial Distribution of the Galactic Center Diffuse X-Rays and the Spectra of the Brightest 6.4keV Clumps. *PASJ* 61, 255.
- Koyama, K., H. Uchiyama, Y. Hyodo, H. Matsumoto, T. G. Tsuru, M. Ozaki, Y. Maeda, and H. Murakami (2007, January). X-Ray Spectrum of Sagittarius A East. *PASJ* 59, 237–243.

- Krabbe, A., C. Iserlohe, J. E. Larkin, M. Barczyns, M. McElwain, J. Weiss, S. A. Wright, and A. Quirrenbach (2006, May). Diffraction-limited Imaging Spectroscopy of the Sagittarius A* Region Using OSIRIS, a New Keck Instrument. *ApJ* 642, L145–L148.
- Kramer, M. and I. H. Stairs (2008, September). The Double Pulsar. *ARA&A* 46, 541–572.
- Krawczynski, H., S. B. Hughes, D. Horan, F. Aharonian, M. F. Aller, H. Aller, P. Boltwood, J. Buckley, P. Coppi, G. Fossati, N. Göting, J. Holder, D. Horns, O. M. Kurtanidze, A. P. Marscher, M. Nikolashvili, R. A. Remillard, A. Sadun, and M. Schröder (2004, January). Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650. *ApJ* 601, 151–164.
- Kunneriath, D., A. Eckart, S. Vogel, L. Sjouwerman, H. Wiesemeyer, R. Schödel, F. K. Baganoff, M. Morris, T. Bertram, M. Dovciak, D. Dowries, W. J. Duschl, V. Karas, S. König, T. Krichbaum, M. Krips, R. Lu, S. Markoff, J. Mauerhan, L. Meyer, J. Moutaka, K. Muzic, F. Najarro, K. Schuster, C. Straubmeier, C. Thum, G. Witzel, M. Zamaninasab, and A. Zensus (2008, October). Coordinated mm/sub-mm observations of Sagittarius A* in May 2007. *Journal of Physics Conference Series* 131(1), 012006.
- Kusunose, M. and F. Takahara (2011, January). Synchrotron Blob Model of Infrared and X-ray Flares from Sagittarius A*. *ApJ* 726, 54.
- Kuulkers, E. (2004, June). The observers' view of (very) long X-ray bursts : they are super ! *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 132, 466–475.
- Kuulkers, E., P. R. den Hartog, J. J. M. in't Zand, F. W. M. Verbunt, W. E. Harris, and M. Cocchi (2003, February). Photospheric radius expansion X-ray bursts as standard candles. *A&A* 399, 663–680.
- Kuulkers, E., J. J. M. in't Zand, and J. Lasota (2009, September). Restless quiescence : thermonuclear flashes between transient X-ray outbursts. *A&A* 503, 889–897.
- Kuulkers, E., S. Shaw, J. Chenevez, S. Brandt, T. Courvoisier, A. Domingo, P. Kretschmar, C. Markwardt, N. Mowlavi, A. Paizis, D. Risquez, C. Sanchez-Fernandez, and R. Wijnands (2007, February). Two active X-ray transients in the Galactic Center region as seen by INTEGRAL. *The Astronomer's Telegram* 1005, 1.
- Kuulkers, E., S. Shaw, J. Chenevez, S. Brandt, A. Domingo, P. Kretschmar, C. Markwardt, N. Mowlavi, A. Paizis, D. Risquez, C. Sanchez-Fernandez, and R. Wijnands (2007, February). IGR J17453-2853 = Granat 1741.9-2853 ? *The Astronomer's Telegram* 1008, 1.
- Kuulkers, E., S. E. Shaw, A. Paizis, J. Chenevez, S. Brandt, T. J.-L. Courvoisier, A. Domingo, K. Ebisawa, P. Kretschmar, C. B. Markwardt, N. Mowlavi, T. Oosterbroek, A. Orr, D. Rísquez, C. Sanchez-Fernandez, and R. Wijnands (2007, May). The INTEGRAL Galactic bulge monitoring program : the first 1.5 years. *A&A* 466, 595–618.
- Labanti, C., G. Di Cocco, G. Ferro, F. Gianotti, A. Mauri, E. Rossi, J. B. Stephen, A. Traci, and M. Trifoglio (2003, November). The Ibis-Picisit detector onboard Integral. *A&A* 411, L149–L152.
- Labeyrie, A. (1970, May). Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *A&A* 6, 85.
- Lacy, J. H., C. H. Townes, and D. J. Hollenbach (1982, November). The nature of the central parsec of the Galaxy. *ApJ* 262, 120–134.
- Lagage, P. O., J. W. Pel, M. Authier, J. Belorgey, A. Claret, C. Doucet, D. Dubreuil, G. Durand, E. Elswijk, P. Girardot, H. U. Käufl, G. Kroes, M. Lortholary, Y. Lussignol, M. Marchesi, E. Pantin, R. Peletier, J.-F. Pirard, J. Pragt, Y. Rio, T. Schoenmaker, R. Siebenmorgen, A. Silber, A. Smette, M. Sterzik, and C. Veysiere (2004, September). Successful Commissioning of VISIR : The Mid-Infrared VLT Instrument. *The Messenger* 117, 12–16.
- Lamb, D. Q. and F. K. Lamb (1978, February). Nuclear burning in accreting neutron stars and X-ray bursts. *ApJ* 220, 291–302.
- Lapidus, I. I. and R. A. Sunyaev (1985, November). Angular distribution and polarization of X-ray-burster radiation (during stationary and flash phases). *MNRAS* 217, 291–303.
- Lasota, J.-P. (2001, June). The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binary transients. *New Astronomy Review* 45, 449–508.
- Laycock, S., P. Zhao, M. A. P. Torres, R. Wijnands, D. Steeghs, J. Grindlay, J. Hong, and P. G. Jonker (2005, June). A Glance in the I-band to XMM J174457-2850.3 and GRS 1741.9-2853. *The Astronomer's Telegram* 522, 1.
- Lebrun, F., J. P. Leray, P. Lavocat, J. Crétole, M. Arquès, C. Blondel, C. Bonnin, A. Bouère, C. Cara, T. Chaleil, F. Daly, F. Desages, H. Dzitko, B. Horeau, P. Laurent, O. Limousin, F. Mathy, V. Manguen, F. Meignier, F. Molinié, E. Poindron, M. Rouger, A. Sauvageon, and T. Tourrette (2003, November). ISGRI : The INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager. *A&A* 411, L141–L148.
- Legg, M. P. C. and K. C. Westfold (1968, November). Elliptic Polarization of Synchrotron Radiation. *ApJ* 154, 499.
- Lemaître, G. (1933). L'univers en expansion. *Annales de la Société des Sciences de Bruxelles* 53.

- Lenzen, R., M. Hartung, W. Brandner, G. Finger, N. N. Hubin, F. Lacombe, A.-M. Lagrange, M. D. Lehnert, A. F. M. Moorwood, and D. Mouillet (2003, March). NAOS-CONICA first on sky results in a variety of observing modes. In M. Iye and A. F. M. Moorwood (Eds.), *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Volume 4841 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 944–952.
- Lewin, W. H. G., J. Doty, G. W. Clark, S. A. Rappaport, H. V. D. Bradt, R. Doxsey, D. R. Hearn, J. A. Hoffman, J. G. Jernigan, F. K. Li, W. Mayer, J. McClintock, F. Primini, and J. Richardson (1976, July). The discovery of rapidly repetitive X-ray bursts from a new source in Scorpius. *ApJ* 207, L95–L99.
- Lewin, W. H. G. and P. C. Joss (1981). X-ray bursters and the X-ray sources of the galactic bulge. *Space Sci. Rev.* 28, 3–87.
- Lewin, W. H. G. and M. van der Klis (2006, April). *Compact stellar X-ray sources*. Cambridge University Press.
- Lewin, W. H. G., J. van Paradijs, and R. E. Taam (1993, September). X-Ray Bursts. *Space Science Reviews* 62, 223–389.
- Lewin, W. H. G., J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel (1997, January). *X-ray Binaries*. Cambridge University Press.
- Li, J., Z. Shen, A. Miyazaki, L. Huang, R. J. Sault, M. Miyoshi, M. Tsuboi, and T. Tsutsumi (2009, July). The Variability of Sagittarius A* at 3 Millimeter. *ApJ* 700, 417–425.
- Limousin, O., C. Blondel, C. Bonnin, J. Crétolle, A. Goldwurm, B. Horeau, P. Laurent, F. Lebrun, and J. P. Leray (2001, September). Qualification model of the space ISGRI CdTe gamma-ray camera. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 471, 174–178.
- Lin, J., F. Özel, D. Chakrabarty, and D. Psaltis (2010, November). The Incompatibility of Rapid Rotation with Narrow Photospheric X-ray Lines in EXO 0748-676. *ApJ* 723, 1053–1056.
- Liu, Q. Z., J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel (2007, July). A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy, LMC, and SMC (Fourth edition). *A&A* 469, 807–810.
- Liu, S. and F. Melia (2001, November). New Constraints on the Nature of Radio Emission in Sagittarius A*. *ApJ* 561, L77–L80.
- Liu, S. and F. Melia (2002, February). An Accretion-induced X-Ray Flare in Sagittarius A*. *ApJ* 566, 77–80.
- Liu, S., F. Melia, and V. Petrosian (2006). Stochastic electron acceleration during the near-infrared and X-ray flares in Sagittarius A*. *ApJ* 636, 798–803.
- Liu, S., V. Petrosian, and F. Melia (2004, August). Electron Acceleration around the Supermassive Black Hole at the Galactic Center. *ApJ* 611, L101–L104.
- Liu, S., V. Petrosian, F. Melia, and C. L. Fryer (2006, September). A Testable Stochastic Acceleration Model for Flares in Sagittarius A*. *ApJ* 648, 1020–1025.
- Lo, K. Y. and M. J. Claussen (1983, December). High-resolution observations of ionized gas in central 3 parsecs of the Galaxy - Possible evidence for infall. *Nature* 306, 647–651.
- Longair, M. (1989). The New Astrophysics. In P. Davies (Ed.), *The New Physics*, pp. 94–208.
- Longair, M. S. (1981). *High energy astrophysics*. Cambridge University Press.
- Longair, M. S. (1994). *High energy astrophysics. Volume 2. Stars, the Galaxy and the interstellar medium*. Number ISBN 0-521-43439-4. Cambridge University Press.
- Luminet, J. (1979, May). Image of a spherical black hole with thin accretion disk. *A&A* 75, 228–235.
- Lund, N., C. Budtz-Jørgensen, N. J. Westergaard, S. Brandt, I. L. Rasmussen, A. Hornstrup, C. A. Oxborrow, J. Chenevez, P. A. Jensen, S. Laursen, K. H. Andersen, P. B. Mogensen, I. Rasmussen, K. Omø, S. M. Pedersen, J. Polny, H. Andersson, T. Andersson, V. Kämäräinen, O. Vilhu, J. Huovelin, S. Maisala, M. Morawski, G. Juchnikowski, E. Costa, M. Feroci, A. Rubini, M. Rapisarda, E. Morelli, V. Carassiti, F. Frontera, C. Pellicciari, G. Loffredo, S. Martínez Núñez, V. Reglero, T. Velasco, S. Larsson, R. Svensson, A. A. Zdziarski, A. Castro-Tirado, P. Attina, M. Gorla, G. Giulianelli, F. Cordero, M. Rezazad, M. Schmidt, R. Carli, C. Gomez, P. L. Jensen, G. Sarri, A. Tiemon, A. Orr, R. Much, P. Kretschmar, and H. W. Schnopper (2003, November). JEM-X : The X-ray monitor aboard INTEGRAL. *A&A* 411, L231–L238.
- Lutz, D. (1999, March). ISO observations of the Galactic Centre. In P. Cox and M. Kessler (Eds.), *The Universe as Seen by ISO*, Volume 427 of *ESA Special Publication*, pp. 623.
- Lynden-Bell, D. (1969). Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. *Nature* 223, 690–694.
- Lynden-Bell, D. and M. Rees (1971). On quasars, dust and the galactic centre. *MNRAS* 152, 461–475.
- Maeda, Y., F. Baganoff, E. Feigelson, M. Morris, M. Bautz, W. Brandt, D. Burrows, J. Doty, G. Garmire, S. Pravdo, G. Ricker, and L. Townsley (2002, May). A Chandra study of Sagittarius A East : A supernova remnant regulating the activity of our Galactic center ? *ApJ* 570, 671–687.
- Maeda, Y., K. Koyama, M. Sakano, T. Takeshima, and S. Yamauchi (1996, June). A New Eclipsing X-Ray Burster near the Galactic Center : A Quiescent State of the Old Transient A1742-289. *PASJ* 48, 417–423.
- Mahadevan, R. (1998, August). Reconciling the spectrum of Sagittarius A* with a two temperature plasma model. *Nature* 394, 651–653.

- Mahadevan, R., R. Narayan, and J. Krolik (1997, September). Gamma-Ray Emission from Advection-dominated Accretion Flows around Black Holes : Application to the Galactic Center. *ApJ* 486, 268.
- Mahadevan, R., R. Narayan, and I. Yi (1996, July). Harmony in Electrons : Cyclotron and Synchrotron Emission by Thermal Electrons in a Magnetic Field. *ApJ* 465, 327.
- Maillard, J. P., T. Paumard, S. R. Stolovy, and F. Rigaut (2004, August). The nature of the Galactic Center source IRS 13 revealed by high spatial resolution in the infrared. *A&A* 423, 155–167.
- Maitra, D., S. Markoff, and H. Falcke (2009, December). A time-dependent jet model for the emission from Sagittarius A*. *A&A* 508, L13–L16.
- Maoz, E. (1998, February). Dynamical Constraints on Alternatives to Supermassive Black Holes in Galactic Nuclei. *ApJ* 494, L181.
- Maraschi, L. and A. Cavaliere (1977). X-ray bursts of nuclear origin ? In K. A. van der Hucht (Ed.), *X-ray Binaries and Compact Objects*, pp. 127–128.
- Markoff, S. (2005, January). Sagittarius A* in Context : Daily Flares as a Probe of the Fundamental X-Ray Emission Process in Accreting Black Holes. *ApJ* 618, L103–L106.
- Markoff, S., G. C. Bower, and H. Falcke (2007, August). How to hide large-scale outflows : size constraints on the jets of Sgr A*. *MNRAS* 379, 1519–1532.
- Markoff, S., H. Falcke, F. Yuan, and P. Biermann (2001, November). The Nature of the 10 kilosecond X-ray flare in Sgr A*. *A&A* 379, L13–L16.
- Marrone, D. P., F. K. Baganoff, M. R. Morris, J. M. Moran, A. M. Ghez, S. D. Hornstein, C. D. Dowell, D. J. Muñoz, M. W. Bautz, G. R. Ricker, W. N. Brandt, G. P. Garmire, J. R. Lu, K. Matthews, J.-H. Zhao, R. Rao, and G. C. Bower (2008, July). An X-Ray, Infrared, and Submillimeter Flare of Sagittarius A*. *ApJ* 682, 373–383.
- Marrone, D. P., J. M. Moran, J. Zhao, and R. Rao (2007, January). An Unambiguous Detection of Faraday Rotation in Sagittarius A*. *ApJ* 654, L57–L60.
- Martí, J., J. A. Combi, D. Pérez-Ramírez, J. L. Garrido, P. Luque-Escamilla, A. J. Muñoz-Arjonilla, and J. R. Sánchez-Sutil (2007, February). Chandra X-ray counterpart of KS 1741-293. *A&A* 462, 1065–1068.
- Mauerhan, J. C., M. Morris, F. Walter, and F. K. Baganoff (2005, April). Intraday Variability of Sagittarius A* at 3 Millimeters. *ApJ* 623, L25–L28.
- Mayer-Hasselwander, H., D. Bertsch, B. Dingus, A. Eckart, J. Esposito, R. Genzel, R. Hartman, S. Hunter, G. Kanbach, D. Kniffen, Y. Lin, P. Michelson, A. Muecke, C. von Montigny, R. Mukherjee, P. Nolan, M. Pohl, O. Reimer, E. Schneid, P. Sreekumar, and D. Thompson (1998, July). High-energy gamma-ray emission from the Galactic Center. *A&A* 335, 161–172.
- McClintock, J. E., C. R. Canizares, L. Cominsky, F. K. Li, W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, and J. E. Grindlay (1979, May). A 3-s delay in an optical burst from X-ray burst source MXB1735-44. *Nature* 279, 47–49.
- Melia, F. (1992, March). An accreting black hole model for Sagittarius A. *ApJ* 387, L25–L28.
- Melia, F. (1994, May). An accreting black hole model for Sagittarius A. II. A Detailed Study. *ApJ* 426, 577–585.
- Melia, F. (2003). *The black hole at the center of our galaxy*. Princeton University Press.
- Melia, F. (2007). *The Galactic Supermassive Black Hole*. Princeton University Press.
- Melia, F. and H. Falcke (2001). The Supermassive Black Hole at the Galactic Center. *ARA&A* 39, 309–352.
- Melia, F. and M. Fatuzzo (2010, November). Diffusive cosmic-ray acceleration at the Galactic Centre. *MNRAS*, L172.
- Melia, F., S. Liu, and R. Coker (2000, December). Polarized Millimeter and Submillimeter Emission from Sagittarius A* at the Galactic Center. *ApJ* 545, L117–L120.
- Melia, F., S. Liu, and R. Coker (2001, May). A Magnetic Dynamo Origin for the Submillimeter Excess in Sagittarius A*. *ApJ* 553, 146–157.
- Menten, K. M., M. J. Reid, A. Eckart, and R. Genzel (1997, February). The Position of Sagittarius A* : Accurate Alignment of the Radio and Infrared Reference Frames at the Galactic Center. *ApJ* 475, L111.
- Mereghetti, S., D. Götz, J. Borkowski, R. Walter, and H. Pedersen (2003, November). The INTEGRAL Burst Alert System. *A&A* 411, L291–L297.
- Meyer, L., T. Do, A. Ghez, M. R. Morris, G. Witzel, A. Eckart, G. Bélanger, and R. Schödel (2008, November). A 600 Minute Near-Infrared Light Curve of Sagittarius A*. *ApJ* 688, L17–L20.
- Meyer, L., A. Eckart, R. Schödel, W. J. Duschl, K. Mužić, M. Dovčiak, and V. Karas (2006, December). Near-infrared polarimetry setting constraints on the orbiting spot model for Sgr A* flares. *A&A* 460, 15–21.
- Meyer, L., R. Schödel, A. Eckart, W. J. Duschl, V. Karas, and M. Dovčiak (2007, October). On the orientation of the Sagittarius A* system. *A&A* 473, 707–710.
- Meyer, L., R. Schödel, A. Eckart, V. Karas, M. Dovčiak, and W. J. Duschl (2006, November). K-band polarimetry of an Sgr A* flare with a clear sub-flare structure. *A&A* 458, L25–L28.
- Mezger, P. G., W. J. Duschl, and R. Zylka (1996). The Galactic Center : a laboratory for AGN ? *A&A Rev.* 7, 289–388.

- Mezger, P. G., R. Zylka, C. J. Salter, J. E. Wink, R. Chini, E. Kreysa, and R. Tuffs (1989, January). Continuum observations of SGR A at mm/submm wavelengths. *A&A* 209, 337–348.
- Mirabel, I. F., V. Dhawan, S. Chaty, L. F. Rodriguez, J. Marti, C. R. Robinson, J. Swank, and T. Geballe (1998, February). Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915-105. *A&A* 330, L9–L12.
- Mirabel, I. F., J. Paul, B. Cordier, M. Morris, and J. Wink (1991, November). 1E 1740.7 - 2942 - A black hole in a molecular cloud? *A&A* 251, L43–L46.
- Mirabel, I. F., L. F. Rodriguez, B. Cordier, J. Paul, and F. Lebrun (1992, July). A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942. *Nature* 358, 215–217.
- Misner, C. W. (2009, April). In memoriam : John Archibald Wheeler. Wheeler's early work in gravitation physics. *General Relativity and Gravitation* 41, 675–677.
- Miyazaki, A., T. Tsutsumi, and M. Tsuboi (2004, August). Intraday Variation of Sagittarius A* at Short Millimeter Wavelengths. *ApJ* 611, L97–L100.
- Morris, M. (1993, May). Massive star formation near the Galactic center and the fate of the stellar remnants. *ApJ* 408, 496–506.
- Morris, M. and E. Serabyn (1996). The Galactic Center Environment. *ARA&A* 34, 645–702.
- Morris, M., A. M. Tanner, A. M. Ghez, E. E. Becklin, A. Cotera, M. W. Werner, and M. E. Ressler (2001, May). Mid-infrared limits on emission from sagittarius a*. *BAAS* 33, 841.
- Morris, M., K. Uchida, and T. Do (2006, March). A magnetic torsional wave near the Galactic Centre traced by a double helix nebula. *Nature* 440, 308–310.
- Morris, M. R. (2003). The environment of the Galaxy's central black hole. In Falcke, H. & Hehl, F. W. (Ed.), *The Galactic Black Hole*, pp. 95–121.
- Mukai, K. (1993, May). PIMMS and Viewing : proposal preparation tools. *Legacy* 3, 21–31.
- Muno, M., F. Baganoff, and J. Arabadjis (2003, November). The X-Ray Binary GRS 1741.9-2853 in Outburst and Quiescence. *ApJ* 598, 474–480.
- Muno, M., E. Pfahl, F. Baganoff, W. Brandt, A. Ghez, J. Lu, and M. Morris (2005, April). An Overabundance of Transient X-Ray Binaries within 1 Parsec of the Galactic Center. *ApJ* 622, L113–L116.
- Muno, M. P., F. K. Baganoff, W. N. Brandt, M. R. Morris, and J. Starck (2008, January). A Catalog of Diffuse X-Ray-emitting Features within 20 pc of Sagittarius A* : Twenty Pulsar Wind Nebulae ? *ApJ* 673, 251–263.
- Muno, M. P., F. E. Bauer, F. K. Baganoff, R. M. Bandyopadhyay, G. C. Bower, W. N. Brandt, P. S. Broos, A. Cotera, S. S. Eikenberry, G. P. Garmire, S. D. Hyman, N. E. Kassim, C. C. Lang, T. J. W. Lazio, C. Law, J. C. Mauerhan, M. R. Morris, T. Nagata, S. Nishiyama, S. Park, S. V. Ramirez, S. R. Stolovy, R. Wijnands, Q. D. Wang, Z. Wang, and F. Yusef-Zadeh (2009, March). A Catalog of X-Ray Point Sources from Two Megaseconds of Chandra Observations of the Galactic Center. *ApJS* 181, 110–128.
- Muno, M. P., F. E. Bauer, R. M. Bandyopadhyay, and Q. D. Wang (2006, July). A Chandra Catalog of X-Ray Sources in the Central 150 pc of the Galaxy. *ApJS* 165, 173–187.
- Muno, M. P., R. Wijnands, Q. D. Wang, S. Park, W. N. Brandt, F. E. Bauer, and Z. Wang (2007, February). Chandra Detection of Three Enigmatic X-ray Transients : GRS 1741.9-2853,. *The Astronomer's Telegram* 1013, 1.
- Najarro, F., D. F. Figer, D. J. Hillier, T. R. Geballe, and R. P. Kudritzki (2009, February). Metallicity in the Galactic Center : The Quintuplet Cluster. *ApJ* 691, 1816–1827.
- Narayan, R. and R. L. Cooper (2007, August). Generation of Type I X-Ray Burst Oscillations by Unstable Surface Modes. *ApJ* 665, 628–636.
- Narayan, R. and J. S. Heyl (2002, August). On the Lack of Type I X-Ray Bursts in Black Hole X-Ray Binaries : Evidence for the Event Horizon ? *ApJ* 574, L139–L142.
- Narayan, R. and J. S. Heyl (2003, December). Thermonuclear Stability of Material Accreting onto a Neutron Star. *ApJ* 599, 419–449.
- Narayan, R., R. Mahadevan, J. E. Grindlay, R. G. Popham, and C. Gammie (1998, January). Advection-dominated accretion model of Sagittarius A* : evidence for a black hole at the Galactic center. *ApJ* 492, 554–568.
- Narayan, R., E. Quataert, I. V. Igumenshchev, and M. A. Abramowicz (2002, September). The Magnetohydrodynamics of Convection-dominated Accretion Flows. *ApJ* 577, 295–301.
- Narayan, R. and I. Yi (1994, June). Advection-dominated accretion : A self-similar solution. *ApJ* 428, L13–L16.
- Narayan, R., I. Yi, and R. Mahadevan (1995, April). Explaining the Spectrum of SAGITTARIUS-A* with a Model of an Accreting Black-Hole. *Nature* 374, 623–625.
- Narayan, R., I. Yi, and R. Mahadevan (1996, December). Advection-dominated accretion model of Sagittarius A* and other accreting black holes. *A&AS* 120, 287.
- Natalucci, L., A. Bazzano, M. Cocchi, P. Ubertini, R. Cornelisse, J. Heise, and J. J. M. in't Zand (2004, March). Two spectral states of the transient X-ray burster SAX J1747.0-2853. *A&A* 416, 699–702.

- Nayakshin, S., J. Cuadra, and R. Sunyaev (2004, January). X-ray flares from Sgr A* : Star-disk interactions? *A&A* 413, 173–188.
- Nayakshin, S. and R. Sunyaev (2003, July). Close stars and an inactive accretion disc in Sgr A* : eclipses and flares. *MNRAS* 343, L15–L19.
- Nishiyama, S., M. Tamura, H. Hatano, T. Nagata, T. Kudo, M. Ishii, R. Schödel, and A. Eckart (2009, September). Near-Infrared Polarimetry of Flares from Sgr A* with Subaru/CIAO. *ApJ* 702, L56–L60.
- Oppenheimer, J. R. and H. Snyder (1939, September). On Continued Gravitational Contraction. *Physical Review* 56, 455–459.
- Oppenheimer, J. R. and G. M. Volkoff (1939, February). On Massive Neutron Cores. *Physical Review* 55, 374–381.
- Özel, F. (2006, June). Soft equations of state for neutron-star matter ruled out by EXO 0748-676. *Nature* 441, 1115–1117.
- Özel, F., D. Psaltis, and R. Narayan (2000, September). Hybrid Thermal-Nonthermal Synchrotron Emission from Hot Accretion Flows. *ApJ* 541, 234–249.
- Pacholczyk, A. G. (1970). *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. San Francisco : Freeman.
- Pacini, F. (1967, November). Energy Emission from a Neutron Star. *Nature* 216, 567–568.
- Page, D. and S. Reddy (2006, November). Dense Matter in Compact Stars : Theoretical Developments and Observational Constraints. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 56, 327–374.
- Paizis, A., M. A. Nowak, S. Chaty, J. Rodriguez, T. Courvoisier, M. Del Santo, K. Ebisawa, R. Farinelli, P. Ubertini, and J. Wilms (2007, March). Unveiling the Nature of IGR J17497-2821 Using X-Ray and Near-Infrared Observations. *ApJ* 657, L109–L112.
- Pantin, E. (2010). Observations en infrarouge de disques circumstellaires et d'exoplanètes. *HDR*.
- Pantin, E., O.-P. Lagage, A. Claret, C. Doucet, A. Kaufer, H.-U. Käufel, J.-W. Pel, R. F. Peletier, R. Siebenmorgen, A. Smette, and M. Sterzik (2005, March). VISIR, a Taste of Scientific Potential. *The Messenger* 119, 25–29.
- Park, S., M. P. Muno, F. K. Baganoff, Y. Maeda, M. Morris, G. Chartas, D. Sanwal, D. N. Burrows, and G. P. Garmire (2005, October). A Candidate Neutron Star Associated with Galactic Center Supernova Remnant Sagittarius A East. *ApJ* 631, 964–975.
- Paul, J. and P. Laurent (1997). *Astronomie gamma spatiale*. Gordon and Breach Science Publishers.
- Paumard, T. (2003). Étude de la cinématique et de la population stellaire du Centre Galactique. *PhD*.
- Pavlinisky, M. N., S. A. Grebenev, and R. A. Sunyaev (1994, April). X-ray images of the Galactic Center obtained with ART-P/GRAN AT : Discovery of new sources, variability of persistent sources, and localization of X-ray bursters. *ApJ* 425, 110–121.
- Peng, F., E. F. Brown, and J. W. Truran (2007, January). Sedimentation and Type I X-Ray Bursts at Low Accretion Rates. *ApJ* 654, 1022–1035.
- Penrose, R. (1969). Gravitational Collapse : the Role of General Relativity. *Nuovo Cimento Rivista Serie I*, 252.
- Perley, R. A., J. W. Dreher, and J. J. Cowan (1984, October). The jet and filaments in Cygnus A. *ApJ* 285, L35–L38.
- Pierce-Price, D., J. S. Richer, J. S. Greaves, W. S. Holland, T. Jenness, A. N. Lasenby, G. J. White, H. E. Matthews, D. Ward-Thompson, W. R. F. Dent, R. Zylka, P. Mezger, T. Hasegawa, T. Oka, A. Omont, and G. Gilmore (2000, December). A Deep Submillimeter Survey of the Galactic Center. *ApJ* 545, L121–L125.
- Plummer, H. C. (1911, March). On the problem of distribution in globular star clusters. *MNRAS* 71, 460–470.
- Ponti, G., R. Terrier, A. Goldwurm, G. Belanger, and G. Trap (2010, March). Discovery of a superluminal Fe K echo at the Galactic Center : The glorious past of Sgr A* preserved by molecular clouds. *ApJ* 714, 732–747.
- Ponti, G., G. Trap, A. Goldwurm, P. Ferrando, R. Terrier, G. Bélanger, R. Genzel, S. Gillessen, G. Hasinger, K. Dodds-Eden, P. Predehl, B. Aschenbach, D. Porquet, N. Grosso, Y. Clenet, D. Rouan, M. Sakano, R. Warwick, F. Melia, Z. Farhad, and M. Reid (2009, April). XMM-Newton detects activity from a weak X-ray transient source in the Galactic Center. *The Astronomer's Telegram* 2038, 1.
- Porquet, D., A. Decourchelle, and R. S. Warwick (2003, April). XMM-Newton spectral analysis of the Pulsar Wind Nebula within the composite SNR G0.9+0.1. *A&A* 401, 197–203.
- Porquet, D., N. Grosso, A. Goldwurm, M. Sakano, G. Bélanger, P. Ferrando, G. Hasinger, B. Aschenbach, P. Predehl, Y. Tanaka, R. Genzel, F. Yusef-Zadeh, R. S. Warwick, and F. Melia (2007, April). Long duration outbursts from the two X-ray bursters AX J1745.6-2901 and GRS 1741.9-2853 suggested by XMM-Newton observations. *The Astronomer's Telegram* 1058, 1.
- Porquet, D., N. Grosso, P. Predehl, G. Hasinger, F. Yusef-Zadeh, B. Aschenbach, G. Trap, F. Melia, R. S. Warwick, A. Goldwurm, G. Bélanger, Y. Tanaka, R. Genzel, K. Dodds-Eden, M. Sakano, and P. Ferrando (2008, September). X-ray hiccups from Sagittarius A* observed by XMM-Newton. The second brightest flare and three moderate flares caught in half a day. *A&A* 488, 549–557.

- Porquet, D., P. Predehl, B. Aschenbach, N. Grosso, A. Goldwurm, P. Goldoni, R. Warwick, and A. Decourchelle (2003, August). XMM-Newton observation of the brightest X-ray flare detected so far from Sgr A*. *A&A* 407, L17–L20.
- Porquet, D., J. Rodriguez, S. Corbel, P. Goldoni, R. S. Warwick, A. Goldwurm, and A. Decourchelle (2003, July). XMM-Newton study of the persistent X-ray source 1E 1743.1-2843 located in the Galactic Center direction. *A&A* 406, 299–304.
- Predehl, P. and J. H. M. M. Schmitt (1995, January). X-raying the interstellar medium : ROSAT observations of dust scattering halos. *A&A* 293, 889–905.
- Predehl, P. and J. Trümper (1994, October). ROSAT observation of the SGR A region. *A&A* 290, L29–L32.
- Quataert, E. (2002, August). A Thermal Bremsstrahlung Model for the Quiescent X-Ray Emission from Sagittarius A*. *ApJ* 575, 855–859.
- Quataert, E. and A. Gruzinov (2000, August). Convection-dominated Accretion Flows. *ApJ* 539, 809–814.
- Radhakrishnan, V. (1992). Pulsar velocities and their origins. In *X-Ray Binaries and the Formation of Binary and Millisecond Radio Pulsars*, pp. 445–452.
- Rees, M. J. (1967). Studies in radio source structure-I. A relativistically expanding model for variable quasi-stellar radio sources. *MNRAS* 135, 345.
- Rees, M. J., M. C. Begelman, R. D. Blandford, and E. S. Phinney (1982, January). Ion-supported tori and the origin of radio jets. *Nature* 295, 17–21.
- Reid, M. J. (1993). The distance to the center of the Galaxy. *ARA&A* 31, 345–372.
- Reid, M. J., A. E. Broderick, A. Loeb, M. Honma, and A. Brunthaler (2008, August). Limits on the Position Wander of Sgr A*. *ApJ* 682, 1041–1046.
- Reid, M. J. and A. Brunthaler (2004, December). The Proper Motion of Sagittarius A*. II. The Mass of Sagittarius A*. *ApJ* 616, 872–884.
- Reid, M. J., K. M. Menten, R. Genzel, T. Ott, R. Schödel, and A. Eckart (2003, April). The Position of Sagittarius A*. II. Accurate Positions and Proper Motions of Stellar SiO Masers near the Galactic Center. *ApJ* 587, 208–220.
- Reid, M. J., K. M. Menten, S. Trippe, T. Ott, and R. Genzel (2007, April). The Position of Sagittarius A*. III. Motion of the Stellar Cusp. *ApJ* 659, 378–388.
- Reid, M. J., K. M. Menten, X. W. Zheng, A. Brunthaler, and Y. Xu (2009, November). A Trigonometric Parallax of Sgr B2. *ApJ* 705, 1548–1553.
- Reid, M. J., A. C. S. Readhead, R. C. Vermeulen, and R. N. Treuhaft (1999, October). The Proper Motion of Sagittarius A*. I. First VLBA Results. *ApJ* 524, 816–823.
- Remillard, R. A. and J. E. McClintock (2006, September). X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *ARA&A* 44, 49–92.
- Renaud, M. (2006). Les jeunes vestiges de supernova et INTEGRAL : raies du ^{44}Ti et emission non-thermique. *PhD*.
- Revnivtsev, M., S. Sazonov, E. Churazov, W. Forman, A. Vikhlinin, and R. Sunyaev (2009, April). Discrete sources as the origin of the Galactic X-ray ridge emission. *Nature* 458, 1142–1144.
- Revnivtsev, M., S. Sazonov, M. Gilfanov, E. Churazov, and R. Sunyaev (2006, June). Origin of the Galactic ridge X-ray emission. *A&A* 452, 169–178.
- Revnivtsev, M. G., E. M. Churazov, S. Y. Sazonov, R. A. Sunyaev, A. A. Lutovinov, M. R. Gilfanov, A. A. Vikhlinin, P. E. Shtykovsky, and M. N. Pavlinsky (2004, October). Hard X-ray view of the past activity of Sgr A* in a natural Compton mirror. *A&A* 425, L49–L52.
- Revnivtsev, M. G., R. A. Sunyaev, D. A. Varshalovich, V. V. Zheleznyakov, A. M. Cherepashchuk, A. A. Lutovinov, E. M. Churazov, S. A. Grebenev, and M. R. Gilfanov (2004, June). A Hard X-ray Survey of the Galactic-Center Region with the IBIS Telescope of the INTEGRAL Observatory : A Catalog of Sources. *Astronomy Letters* 30, 382–389.
- Revéret, V. (2004). Etude de faisabilité d'une Caméra Bolométrique Pour l'Imagerie à Haute Résolution Spatiale à 1,3mm de Longueur d'Onde, pour l'IRAM. *PhD*.
- Rhoades, C. E. and R. Ruffini (1974, February). Maximum Mass of a Neutron Star. *Physical Review Letters* 32, 324–327.
- Ritter, H. and U. Kolb (2003, June). Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Seventh edition). *A&A* 404, 301–303.
- Roche, P. F. and D. K. Aitken (1984, June). An investigation of the interstellar extinction. I - Towards dusty WC Wolf-Rayet stars. *MNRAS* 208, 481–492.
- Rolland, L. (2005). Etalonnage des caméras de l'expérience d'astronomie gamma H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-delà de 100 GeV. *PhD*.

- Rousset, G., F. Lacombe, P. Puget, N. N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Gigan, P. Y. Kern, A.-M. Lagrange, P.-Y. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler, and G. Zins (2003, February). NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance. In P. L. Wizinowich and D. Bonaccini (Eds.), *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Volume 4839 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 140–149.
- Ruffini, R. and J. A. Wheeler (1971). Introducing the black hole. *Physics Today* 24, 30–36.
- Rybicki, G. B. and A. P. Lightman (1979). *Radiative processes in astrophysics*. New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.
- Ryle, M., F. G. Smith, and B. Elsmore (1950). A preliminary survey of the radio stars in the Northern Hemisphere. *MNRAS* 110, 508.
- Ryter, C. E. (1996, February). Interstellar Extinction from Infrared to X-Rays : an Overview. *Ap&SS* 236, 285–291.
- Sabha, N., G. Witzel, A. Eckart, R. M. Buchholz, M. Bremer, R. Gießübel, M. García-Marín, D. Kunneriath, K. Muzic, R. Schödel, C. Straubmeier, M. Zamaninasab, and A. Zernickel (2010, March). The extreme luminosity states of Sagittarius A*. *A&A* 512, A2+.
- Sakano, M., K. Koyama, H. Murakami, Y. Maeda, and S. Yamauchi (2002, January). ASCA X-Ray Source Catalog in the Galactic Center Region. *ApJS* 138, 19–34.
- Sakano, M., R. Warwick, A. Decourchelle, and P. Predehl (2004, December). XMM-Newton observations of Sagittarius A East. *MNRAS* 350, 129–139.
- Salpeter, E. E. (1964, August). Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. *ApJ* 140, 796–800.
- Sandage, A. (1965, May). The Existence of a Major New Constituent of the Universe : the Quasistellar Galaxies. *ApJ* 141, 1560.
- Sarazin, M., J. Melnick, J. Navarrete, and G. Lombardi (2008, June). Seeing is Believing : New Facts about the Evolution of Seeing on Paranal. *The Messenger* 132, 11–17.
- Saugé, L. (2004). Modélisations de l'émission non-thermique des blazars du TeV par une distribution relativiste quasi-maxwellienne. *PhD*.
- Schanne, S. (2010). Astronomie de raies gamma avec le spectromètre SPI du satellite INTEGRAL, de la conception instrumentale et microélectronique à la nucléosynthèse et l'antimatière galactiques. *HDR*.
- Schatz, H., A. Aprahamian, V. Barnard, L. Bildsten, A. Cumming, M. Ouellette, T. Rauscher, F. Thielemann, and M. Wiescher (2001, April). End Point of the rp Process on Accreting Neutron Stars. *Physical Review Letters* 86, 3471–3474.
- Schödel, R., A. Eckart, T. Alexander, D. Merritt, R. Genzel, A. Sternberg, L. Meyer, F. Kul, J. Moulataka, T. Ott, and C. Straubmeier (2007). The structure of the nuclear stellar cluster of the Milky Way. *A&A*.
- Schödel, R., A. Eckart, K. Mužić, L. Meyer, T. Viehmann, and G. C. Bower (2007, January). The possibility of detecting Sagittarius A* at 8.6 μm from sensitive imaging of the Galactic center. *A&A* 462, L1–L4.
- Schödel, R., T. Ott, R. Genzel, R. Hofmann, M. Lehnert, A. Eckart, N. Mouawad, T. Alexander, M. Reid, R. Lenzen, M. Hartung, F. Lacombe, D. Rouan, E. Gendron, G. Rousset, A.-M. Lagrange, W. Brandner, N. Ageorges, C. Lidman, A. Moorwood, J. Spyromilio, N. Hubin, and K. Menten (2002, October). A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way. *Nature* 419, 694–696.
- Schreier, E., R. Levinson, H. Gursky, E. Kellogg, H. Tananbaum, and R. Giacconi (1972, March). Evidence for the Binary Nature of Centaurus X-3 from UHURU X-Ray Observations. *ApJ* 172, L79.
- Schwarzschild, K. (1916). On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory. *Abh. Königl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906, 92, Berlin, 1907*, 189–196.
- Schwarzschild, M. and R. Härm (1965, October). Thermal Instability in Non-Degenerate Stars. *ApJ* 142, 855.
- Seyfert, C. K. (1943, January). Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ* 97, 28.
- Shakura, N. I. and R. A. Sunyaev (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A* 24, 337–355.
- Shapiro, S. L. and S. A. Teukolsky (1983). *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : The physics of compact objects*. New York, Wiley-Interscience.
- Shcherbakov, R. V. and F. K. Baganoff (2010, June). Inflow-Outflow Model with Conduction and Self-consistent Feeding for Sgr A*. *ApJ* 716, 504–509.
- Shklovskii, I. S. (1960, October). Secular Variation of the Flux and Intensity of Radio Emission from Discrete Sources. *Soviet Astronomy* 4, 243.
- Siringo, G., E. Kreysa, A. Kovács, F. Schuller, A. Weiß, W. Esch, H. Gemünd, N. Jethava, G. Lundershausen, A. Colin, R. Güsten, K. M. Menten, A. Beelen, F. Bertoldi, J. W. Beeman, and E. E. Haller (2009, April). The Large APEX Bolometer Camera LABOCA. *A&A* 497, 945–962.
- Skinner, G., A. Willmore, C. Eyles, D. Bertram, and M. Church (1987, December). Hard X-ray images of the Galactic centre. *Nature* 330, 544–547.

- Skinner, G. K., A. J. Foster, A. P. Willmore, and C. J. Eyles (1990, March). Localization of one of the Galactic Centre X-ray burst sources. *MNRAS* 243, 72–77.
- Slysh, V. I. (2008, May). Non-uniform model for the synchrotron radiation of Sgr A* and other low-luminosity galactic nuclei. *Astronomy Reports* 52, 343–351.
- Smith, R. C. (2006, November). Cataclysmic variables. *Contemporary Physics* 47, 363–386.
- Staelin, D. H. and E. C. Reifenstein, III (1968, December). Pulsating Radio Sources near the Crab Nebula. *Science* 162, 1481–1483.
- Stolovy, S. R., T. L. Hayward, and T. Herter (1996, October). The First Mid-Infrared Detection of a Source Coincident with Sagittarius A*. *ApJ* 470, L45.
- Strohmayer, T. and L. Bildsten (2006, April). New views of thermonuclear bursts. pp. 113–156. Compact stellar X-ray sources.
- Strohmayer, T. E., K. Jahoda, A. B. Giles, and U. Lee (1997, September). Millisecond Pulsations from a Low-Mass X-Ray Binary in the Galactic Center Region. *ApJ* 486, 355.
- Strohmayer, T. E., W. Zhang, J. H. Swank, A. Smale, L. Titarchuk, C. Day, and U. Lee (1996, September). Millisecond X-Ray Variability from an Accreting Neutron Star System. *ApJ* 469, L9.
- Strüder, L., U. Briel, K. Dennerl, R. Hartmann, E. Kendziorra, N. Meidinger, E. Pfeffermann, C. Reppin, B. Aschenbach, W. Bornemann, H. Bräuninger, W. Burkert, M. Elender, M. Freyberg, F. Haberl, G. Hartner, F. Heuschmann, H. Hippmann, E. Kastelic, S. Kemmer, G. Kettenring, W. Kink, N. Krause, S. Müller, A. Oppitz, W. Pietsch, M. Popp, P. Predehl, A. Read, K. H. Stephan, D. Stötter, J. Trümper, P. Holl, J. Kemmer, H. Soltau, R. Stötter, U. Weber, U. Weichert, C. von Zanthier, D. Carathanassis, G. Lutz, R. H. Richter, P. Solc, H. Böttcher, M. Kuster, R. Staubert, A. Abbey, A. Holland, M. Turner, M. Balasini, G. F. Bignami, N. La Palombara, G. Villa, W. Buttler, F. Gianini, R. Lainé, D. Lumb, and P. Dhez (2001, January). The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The pn-CCD camera. *A&A* 365, L18–L26.
- Sunyaev, R. (1990, September). GX 1-4, KS 1731-260, GRS 1741.9-2853, A1524-62. *IAU Circ.* 5104, 1.
- Sunyaev, R. and E. Churazov (1998, July). 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. *MNRAS* 297, 1279–1291.
- Sunyaev, R., M. Markevitch, and M. Pavlinsky (1993, April). The center of the Galaxy in the recent past - A view from GRANAT. *ApJ* 407, 606–610.
- Sunyaev, R., M. Pavlinskii, M. G. E. Churazov, S. Grebenev, M. Markevich, I. Dekhanov, N. Yamburenko, and G. Babalyan (1991, January). Observations of the Galactic Center in the 4-30-KEV Range with the Art-P X-Ray Telescope of the GRANAT Observatory - Preliminary Results. *Astronomy Letters* 17, 42.
- Taam, R. E. and R. E. Picklum (1978, August). Nuclear fusion and carbon flashes on neutron stars. *ApJ* 224, 210–216.
- Tagger, M. and F. Melia (2006, January). A Possible Rossby Wave Instability Origin for the Flares in Sagittarius A*. *ApJ* 636, L33–L36.
- Telesco, C. M., J. A. Davidson, and M. W. Werner (1996, January). 10–30 Micron Maps of the Central 5 Parsecs of the Galaxy : Heating of the Cavity and Neutral Gas Disk. *ApJ* 456, 541.
- Terrier, R. (2002). Calorimétrie et recherche de sources en astronomie gamma spatiale. *PhD*.
- Terrier, R., F. Lebrun, A. Bazzano, G. Bélanger, A. J. Bird, C. Blondel, P. David, P. Goldoni, A. Goldwurm, A. Gros, P. Laurent, G. Malaguti, A. Sauvageon, A. Segreto, and P. Ubertini (2003, November). In-flight calibration of the ISGRI camera. *A&A* 411, L167–L172.
- Terrier, R., G. Ponti, G. Bélanger, A. Decourchelle, V. Tatischeff, A. Goldwurm, G. Trap, M. R. Morris, and R. Warwick (2010, August). Fading Hard X-ray Emission from the Galactic Center Molecular Cloud Sgr B2. *ApJ* 719, 143–150.
- Thorne, K. S. (1970, September). Nonspherical Gravitational Collapse : Does it Produce Black Holes? *Comments on Astrophysics and Space Physics* 2, 191.
- Thorne, K. S. (1994). *Black holes and time warps : Einstein's outrageous legacy*. W.W. Norton and London.
- Tokunaga, A. T. (2000). *Infrared Astronomy*, pp. 143.
- Torres, D. F., S. Capozziello, and G. Lambiase (2000, November). Supermassive boson star at the galactic center? *Phys. Rev. D* 62(10), 104012.
- Trap, G. (2006). Vers la détection des EMRIs avec LISA. *Msc Thesis*.
- Trap, G., M. Falanga, A. Goldwurm, E. Bozzo, R. Terrier, P. Ferrando, D. Porquet, N. Grosso, and M. Sakano (2009, September). Bursting behavior of the Galactic center faint X-ray transient GRS 1741.9-2853. *A&A* 504, 501–510.
- Trap, G., A. Goldwurm, K. Dodds-Eden, A. Weiss, R. Terrier, G. Ponti, S. Gillessen, R. Genzel, P. Ferrando, G. Bélanger, Y. Clénet, D. Rouan, P. Predehl, R. Capelli, F. Melia, and F. Yusef-Zadeh (2011, April). Concurrent X-ray, near-infrared, sub-millimeter, and GeV gamma-ray observations of Sagittarius A*. *A&A* 528, A140.

- Trap, G., A. Goldwurm, R. Terrier, K. Dodds-Eden, S. Gillessen, R. Genzel, E. Pantin, P. O. Lagage, P. Ferrando, G. Bélanger, D. Porquet, N. Grosso, F. Yusef-Zadeh, and F. Melia (2010, February). Soft gamma-ray constraints on a bright flare from the Galactic Center supermassive black hole. *Adv. Space Res.* 45, 507–520.
- Trippe, S., T. Paumard, T. Ott, S. Gillessen, F. Eisenhauer, F. Martins, and R. Genzel (2007, March). A polarized infrared flare from Sagittarius A* and the signatures of orbiting plasma hotspots. *MNRAS* 375, 764–772.
- Trumpler, R. J. (1930, August). Absorption of Light in the Galactic System. *PASP* 42, 214.
- Tsuboi, M., T. Handa, and N. Ukita (1999, January). Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data. *ApJS* 120, 1–39.
- Tsuboi, M., A. Miyazaki, and T. Tsutsumi (1999, June). Flare of SGR A* at Short Millimeter Wavelengths. In H. Falcke, A. Cotera, W. J. Duschl, F. Melia, and M. J. Rieke (Eds.), *The Central Parsecs of the Galaxy*, Volume 186 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 105.
- Tsuchiya, K., R. Enomoto, L. T. Ksenofontov, M. Mori, T. Naito, A. Asahara, G. V. Bicknell, R. W. Clay, Y. Doi, P. G. Edwards, S. Gunji, S. Hara, T. Hara, T. Hattori, S. Hayashi, C. Itoh, S. Kabuki, F. Kajino, H. Katagiri, A. Kawachi, T. Kifune, H. Kubo, T. Kurihara, R. Kurosaka, J. Kushida, Y. Matsubara, Y. Miyashita, Y. Mizumoto, H. Moro, H. Muraishi, Y. Muraki, T. Nakase, D. Nishida, K. Nishijima, M. Ohishi, K. Okumura, J. R. Patterson, R. J. Protheroe, N. Sakamoto, K. Sakurazawa, D. L. Swaby, T. Tanimori, H. Tanimura, G. Thornton, F. Tokanai, T. Uchida, S. Watanabe, T. Yamaoka, S. Yanagita, T. Yoshida, and T. Yoshikoshi (2004, May). Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II. *ApJ* 606, L115–L118.
- Turner, M. J. L., A. Abbey, M. Arnaud, M. Balasini, M. Barbera, E. Belsole, P. J. Bennie, J. P. Bernard, G. F. Bignami, M. Boer, U. Briel, I. Butler, C. Cara, C. Chabaud, R. Cole, A. Collura, M. Conte, A. Cros, M. Denby, P. Dhez, G. Di Coco, J. Dowson, P. Ferrando, S. Ghizzardi, F. Gianotti, C. V. Goodall, L. Gretton, R. G. Griffiths, O. Hainaut, J. F. Hochedez, A. D. Holland, E. Jourdain, E. Kendziorra, A. Lagostina, R. Laine, N. La Palombara, M. Lortholary, D. Lumb, P. Marty, S. Molendi, C. Pigot, E. Poindron, K. A. Pounds, J. N. Reeves, C. Reppin, R. Rothenflug, P. Salvétat, J. L. Sauvageot, D. Schmitt, S. Sembay, A. D. T. Short, J. Spragg, J. Stephen, L. Strüder, A. Tiengo, M. Trifoglio, J. Trümper, S. Vercellone, L. Vigroux, G. Villa, M. J. Ward, S. Whitehead, and E. Zonca (2001, January). The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The MOS cameras : The MOS cameras. *A&A* 365, L27–L35.
- Ubertini, P., F. Lebrun, G. Di Cocco, A. Bazzano, A. J. Bird, K. Broenstad, A. Goldwurm, G. La Rosa, C. Labanti, P. Laurent, I. F. Mirabel, E. M. Quadrini, B. Ramsey, V. Reglero, L. Sabau, B. Sacco, R. Staubert, L. Vigroux, M. C. Weisskopf, and A. A. Zdziarski (2003, November). IBIS : The Imager on-board INTEGRAL. *A&A* 411, L131–L139.
- Urry, C. M. and P. Padovani (1995, September). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP* 107, 803.
- Čadež, A., M. Calvani, A. Gomboc, and U. Kostić (2006, November). Do flares in Sagittarius A* reflect the last stage of tidal capture ? In *Albert Einstein Century International Conference*, Volume 861 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 566–571.
- Čadež, A., M. Calvani, and U. Kostić (2008, August). On the tidal evolution of the orbits of low-mass satellites around black holes. *A&A* 487, 527–532.
- Valinia, A., V. Tatischeff, K. Arnaud, K. Ebisawa, and R. Ramaty (2000, November). On the Origin of the Iron K Line in the Spectrum of The Galactic X-Ray Background. *ApJ* 543, 733–739.
- van der Laan, H. (1966, September). A Model for Variable Extragalactic Radio Sources. *Nature* 211, 1131.
- van Paradijs, J. (1978, August). Average properties of X-ray burst sources. *Nature* 274, 650–653.
- Vedrenne, G., J.-P. Roques, V. Schönfelder, P. Mandrou, G. G. Lichti, A. von Kienlin, B. Cordier, S. Schanne, J. Knödseder, G. Skinner, P. Jean, F. Sanchez, P. Caraveo, B. Teegarden, P. von Ballmoos, L. Bouchet, P. Paul, J. Matteson, S. Boggs, C. Wunderer, P. Leleux, G. Weidenspointner, P. Durouchoux, R. Diehl, A. Strong, M. Cassé, M. A. Clair, and Y. André (2003, November). SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A* 411, L63–L70.
- Viehmann, T., A. Eckart, R. Schödel, J. Moutaka, C. Straubmeier, and J.-U. Pott (2005, April). L- and M-band imaging observations of the Galactic Center region. *A&A* 433, 117–125.
- Viehmann, T., A. Eckart, R. Schödel, J. Pott, and J. Moutaka (2006, May). Dusty Sources at the Galactic Center the N- and Q-Band Views with VISIR. *ApJ* 642, 861–867.
- Viollier, R. D., D. Trautmann, and G. B. Tupper (1993, May). Supermassive neutrino stars and galactic nuclei. *Physics Letters B* 306, 79–85.
- Vivier, M. (2009). Observations du Centre Galactique et recherche de signaux exotiques avec H.E.S.S. *PhD*.
- Wallace, R. K. and S. E. Woosley (1981, February). Explosive hydrogen burning. *ApJS* 45, 389–420.
- Wang, Q. D., F. J. Lu, and E. V. Gotthelf (2006, February). G359.95-0.04 : an energetic pulsar candidate near Sgr A*. *MNRAS* 367, 937.
- Warner, B. (1995). *Cataclysmic Variable Stars*. Cambridge University Press.

- Warwick, R. S., M. J. L. Turner, M. G. Watson, and R. Willingale (1985, September). The galactic ridge observed by EXOSAT. *Nature* 317, 218–221.
- Watson, M., R. Willingale, P. Hertz, and J. Grindlay (1981, November). An X-ray study of the galactic center. *ApJ* 250, 142–154.
- Weber, F., R. Negreiros, and P. Rosenfield (2009). Neutron Star Interiors and the Equation of State of Superdense Matter. In W. Becker (Ed.), *Astrophysics and Space Science Library*, Volume 357 of *Astrophysics and Space Science Library*, pp. 213.
- Webster, B. L. and P. Murdin (1972, January). Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion? *Nature* 235, 37–38.
- Weekes, T. C. (2003). *Very high energy gamma-ray astronomy*. IoP Series in astronomy and astrophysics.
- Wells, D. C., E. W. Greisen, and R. H. Harten (1981, June). FITS - a Flexible Image Transport System. *A&AS* 44, 363.
- Westergaard, N. J., P. Kretschmar, C. A. Oxborrow, S. Larsson, J. Huovelin, S. Maisala, S. Martínez Núñez, N. Lund, A. Hornstrup, S. Brandt, C. Budtz-Jørgensen, and I. L. Rasmussen (2003, November). JEM-X science analysis software. *A&A* 411, L257–L260.
- Wijnands, R. (2006, December). Accreting Millisecond Pulsars An Overview of Recent Developments. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, Volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pp. 1183.
- Wijnands, R. (2008, April). Finding fast spinning neutron stars using XMM-Newton. *Proceedings of "A decade of accreting millisecond pulsars"*.
- Wijnands, R., J. J. M. in't Zand, M. Rupen, T. Maccarone, J. Homan, R. Cornelisse, R. Fender, J. Grindlay, M. van der Klis, E. Kuulkers, C. B. Markwardt, J. C. A. Miller-Jones, and Q. D. Wang (2006, April). The XMM-Newton/Chandra monitoring campaign of the Galactic center region. Description of the program and preliminary results. *A&A* 449, 1117–1127.
- Wijnands, R., M. Klien Wolt, E. Kuulkers, S. Shaw, J. Chenevez, S. Brandt, T. Courvoisier, A. Domingo, P. Kretschmar, C. Markwardt, N. Mowlavi, A. Paizis, D. Risquez, and C. Sanchez-Fernandez (2007, February). Renewed activity of the Galactic center transients Swift J174535.5-290135.6 and GRS 1741.9-2853 as observed with Swift/XRT. *The Astronomer's Telegram* 1006, 1.
- Wijnands, R., T. Maccarone, J. Miller-Jones, M. V. D. Klis, M. Rupen, J. I. Zand, Q. D. Wang, J. Grindlay, D. Steeghs, R. Fender, R. Cornelisse, E. Kuulkers, C. B. Markwardt, and J. Homan (2005, June). New outbursts of two faint X-ray transients (GRS 1741.9-2853 and XMM J174457-2850.3) located in the Galactic center region. *The Astronomer's Telegram* 512, 1.
- Wilms, J., A. Allen, and R. McCray (2000, October). On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium. *ApJ* 542, 914–924.
- Winkler, C., T. J.-L. Courvoisier, G. Di Cocco, N. Gehrels, A. Giménez, S. Grebenev, W. Hermsen, J. M. Mas-Hesse, F. Lebrun, N. Lund, G. G. C. Palumbo, J. Paul, J.-P. Roques, H. Schnopper, V. Schönfelder, R. Sunyaev, B. Teegarden, P. Ubertini, G. Vedrenne, and A. J. Dean (2003, November). The INTEGRAL mission. *A&A* 411, L1–L6.
- Wosley, S. E. and R. E. Taam (1976, September). Gamma-ray bursts from thermonuclear explosions on neutron stars. *Nature* 263, 101–103.
- Wright, M. C. H. and D. C. Backer (1993, November). Flux Density of Sagittarius A at $\lambda = 3$ Millimeters. *ApJ* 417, 560.
- Xu, Y., R. Narayan, E. Quataert, F. Yuan, and F. K. Baganoff (2006, March). Thermal X-Ray Iron Line Emission from the Galactic Center Black Hole Sagittarius A*. *ApJ* 640, 319–326.
- Yuan, F. (2010, February). Accretion and ejection in Sgr A*. *ArXiv :1002.3012*.
- Yuan, F., S. Markoff, and H. Falcke (2002, March). A Jet-ADAF model for Sgr A*. *A&A* 383, 854–863.
- Yuan, F., E. Quataert, and R. Narayan (2003, November). Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A*. *ApJ* 598, 301–312.
- Yuan, F., E. Quataert, and R. Narayan (2004, May). On the Nature of the Variable Infrared Emission from Sagittarius A*. *ApJ* 606, 894–899.
- Yusef-Zadeh, F., H. Bushouse, C. D. Dowell, M. Wardle, D. Roberts, C. Heinke, G. C. Bower, B. Vila-Vilaró, S. Shapiro, A. Goldwurm, and G. Bélanger (2006, June). A Multiwavelength Study of Sgr A* : The Role of Near-IR Flares in Production of X-Ray, Soft γ -Ray, and Submillimeter Emission. *ApJ* 644, 198–213.
- Yusef-Zadeh, F., H. Bushouse, M. Wardle, C. Heinke, D. A. Roberts, C. D. Dowell, A. Brunthaler, M. J. Reid, C. L. Martin, D. P. Marrone, D. Porquet, N. Grosso, K. Dodds-Eden, G. C. Bower, H. Wiesemeyer, A. Miyazaki, S. Pal, S. Gillessen, A. Goldwurm, G. Trap, and H. Maness (2009, November). Simultaneous Multi-Wavelength Observations of Sgr A* During 2007 April 1-11. *ApJ* 706, 348–375.
- Yusef-Zadeh, F., D. Choate, and W. Cotton (1999, June). The Position of Sagittarius A* at the Galactic Center. *ApJ* 518, L33–L35.

- Yusef-Zadeh, F. and M. Morris (1987, September). Structural details of the Sagittarius A complex - Evidence for a large-scale poloidal magnetic field in the Galactic center region. *ApJ* 320, 545–561.
- Yusef-Zadeh, F., M. Morris, and D. Chance (1984, August). Large, highly organized radio structures near the galactic centre. *Nature* 310, 557–561.
- Yusef-Zadeh, F., D. Roberts, M. Wardle, C. O. Heinke, and G. C. Bower (2006, October). Flaring Activity of Sagittarius A* at 43 and 22 GHz : Evidence for Expanding Hot Plasma. *ApJ* 650, 189–194.
- Yusef-Zadeh, F., M. Wardle, W. D. Cotton, C. O. Heinke, and D. A. Roberts (2007, October). The Variability of Polarized Radiation from Sagittarius A*. *ApJ* 668, L47–L50.
- Yusef-Zadeh, F., M. Wardle, C. Heinke, C. D. Dowell, D. Roberts, F. K. Baganoff, and W. Cotton (2008, July). Simultaneous Chandra, CSO, and VLA Observations of Sgr A* : The Nature of Flaring Activity. *ApJ* 682, 361–372.
- Zamaninasab, M., A. Eckart, G. Witzel, M. Dovciak, V. Karas, R. Schödel, R. Gießübel, M. Bremer, M. García-Marín, D. Kunneriath, K. Mužić, S. Nishiyama, N. Sabha, C. Straubmeier, and A. Zensus (2010, January). Near infrared flares of Sagittarius A*. Importance of near infrared polarimetry. *A&A* 510, A3.
- Zel'Dovich, Y. B. (1965, October). Probability of Quasar Production. *Soviet Ast.* 9, 221.
- Zhao, J., R. Blundell, J. M. Moran, D. Downes, K. F. Schuster, and D. P. Marrone (2010, November). The High-density Ionized Gas in the Central Parsec of the Galaxy. *ApJ* 723, 1097–1109.
- Zhao, J., M. R. Morris, W. M. Goss, and T. An (2009, July). Dynamics of Ionized Gas at the Galactic Center : Very Large Array Observations of the Three-dimensional Velocity Field and Location of the Ionized Streams in Sagittarius A West. *ApJ* 699, 186–214.
- Zhao, J.-H., G. C. Bower, and W. M. Goss (2001, January). Radio Variability of Sagittarius A*-a 106 Day Cycle. *ApJ* 547, L29–L32.
- Zhao, J.-H., K. H. Young, R. M. Herrnstein, P. T. P. Ho, T. Tsutsumi, K. Y. Lo, W. M. Goss, and G. C. Bower (2003, March). Variability of Sagittarius A* : Flares at 1 Millimeter. *ApJ* 586, L29–L32.
- Zingale, M., F. X. Timmes, B. Fryxell, D. Q. Lamb, K. Olson, A. C. Calder, L. J. Dursi, P. Ricker, R. Rosner, P. MacNeice, and H. M. Tufo (2001, March). Helium Detonations on Neutron Stars. *ApJS* 133, 195–220.
- Zylka, R., P. G. Mezger, D. Ward-Thompson, W. J. Duschl, and H. Lesch (1995, May). Anatomy of the Sagittarius A complex. 4 : SGR A* and the Central Cavity revisited. *A&A* 297, 83–97.

Résumé

Ce manuscrit rassemble une série de travaux observationnels et phénoménologiques relatifs à des objets compacts variables du centre de notre Galaxie, à savoir le trou noir supermassif central, Sagittarius A*, et des étoiles à neutrons hébergées par des sursauteurs X. La première partie traite de la source Sgr A*, sujette à des éruptions quotidiennes, dont les mécanismes déclencheurs et les processus de rayonnement sont encore inconnus. Cette activité éruptive a été sondée par l'intermédiaire de plusieurs vastes campagnes d'observations multi-longueurs d'onde (en rayons gamma, rayons X, infrarouge et submillimétrique) étalées entre 2007 et 2009. Des données recueillies simultanément par les instruments *XMM-Newton/EPIC*, *INTEGRAL/ISGRI+JEM-X*, *Fermi/LAT*, *VLT/NACO+VISIR* et *APEX/LABOCA*, lors de plusieurs nouvelles éruptions majeures, ont ainsi permis de caractériser en détail le comportement spectro-temporelle de ces dernières et de contraindre les modèles d'émissions non-thermiques du milieu radiatif (synchrotron, Compton inverse, plasmöide en expansion). Dans un second temps, une vingtaine de sursauts X de type I en provenance de deux binaires X de faible masse, transitoires, du noyau Galactique, GRS 1741.9–2853 et AX J1745.6–2901, ont été examinés à travers les données de différents satellites X de basse énergie (2–30 keV). Ces observations ont été discutées dans le cadre théorique, relativement bien établi, d'explosions thermonucléaires d'un mélange hydrogène-hélium, amassé à la surface d'étoiles à neutrons accrétantes.

Mots-clés : Centre Galactique — Trou noir supermassif — Accrétion — Rayonnement non-thermique — Rayons X — Rayons gamma — Infrarouge — Rayonnement sub-millimétrique — Etoile à neutrons — Binaires X — Sursauts X.

Abstract

This thesis gathers a series of observational and phenomenological studies pertaining to compact objects at the center of our Galaxy, i.e. the central supermassive black hole, Sagittarius A*, and neutron stars hosted by X-ray bursters. The first part deals with Sgr A*, which is subject to daily flares of unknown origins, both from the point of view of the triggers and the radiation mechanisms. This flaring activity has been probed by several extensive multiwavelength campaigns (in gamma-rays, X-rays, infrared and submillimeter) conducted between 2007 and 2009. Data recorded simultaneously by the *XMM-Newton/EPIC*, *INTEGRAL/ISGRI+JEM-X*, *Fermi/LAT*, *VLT/NACO+VISIR*, and *APEX/LABOCA* instruments, during new major flares, have helped characterize in detail the spectral and temporal behaviors of these eruptions, and constrain the non-thermal emission models of the radiative medium (synchrotron, inverse Compton, expanding plasmoid). In a second section, a score of type I X-ray bursts from two transient low-mass X-ray binaries in the Galactic nucleus, GRS 1741.9–2853 and AXJ1745.6–2901, have been examined through the data of various low-energy X-ray satellites (2–30 keV). These observations have then been discussed in the relatively well established theoretical frame of thermonuclear explosions in a plasma of hydrogen and helium, built up at the surfaces of accreting neutron stars.

Keywords : Galactic center — Supermassive black hole — Accretion — Non-thermal radiation — X-rays — Gamma-rays — Infrared — Sub-millimeter radiation — Neutron star — X-ray binaries — X-ray bursts.