



HAL
open science

Etude des performances scientifiques et instrumentales du spectrographe à champ intégral (X-IFU) de la mission Athena

Florent Castellani

► **To cite this version:**

Florent Castellani. Etude des performances scientifiques et instrumentales du spectrographe à champ intégral (X-IFU) de la mission Athena. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2023. Français. NNT : 2023TOU30241 . tel-04557367

HAL Id: tel-04557367

<https://theses.hal.science/tel-04557367>

Submitted on 24 Apr 2024

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *17/11/2023* par :

Florent CASTELLANI

**Etude des performances scientifiques et instrumentales du
spectrographe à champ intégral (X-IFU) de la mission
Athena**

JURY

GENEVIÈVE SOUCAIL	Présidente du jury	Astronome
GABRIEL PRATT	Rapporteur	Directeur de recherche
ALESSANDRO MONFARDINI	Rapporteur	Directeur de recherche
MATTHIEU TRISTRAM	Examineur	Directeur de recherche
ALINE MEURIS	Examinatrice	Ingénieur - chercheur
FRANÇOIS PAJOT	Directeur de thèse	Directeur de recherche
ETIENNE POINTECOUTEAU	Co-directeur de thèse	Directeur de recherche

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur(s) de Thèse :

François PAJOT et Etienne POINTECOUTEAU

Rapporteurs :

Gabriel PRATT et Alessandro MONFARDINI

Nous vivons dans un Univers que nous croyons immuable parce nous l'avons toujours vu obéir aux mêmes lois, mais rien n'empêche que tout puisse se mettre brusquement à changer, que le sucre devienne amer, le plomb léger, et que la pierre s'envole au lieu de tomber quand la main la lâche. Nous ne sommes rien, mon jeune ami, nous ne savons rien...

René Barjavel - Ravage

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier les membres de mon jury, à commencer par mes rapporteurs, Alessandro Monfardini et Gabriel Pratt, pour avoir relu entièrement ce manuscrit de thèse et pour leurs commentaires avisés. Merci également à mes examinateurs Aline Meuris et Matthieu Tristram pour avoir accepté de faire partie de mon jury et Geneviève Soucaïl pour avoir accepté de le présider. Je remercie bien sûr mes deux directeurs de thèse, François Pajot et Etienne Pointecouteau, pour avoir accepté ma candidature pour cette thèse et avoir rendu cette aventure possible.

Je voudrais ensuite remercier les membres de l'équipe du banc 50 mK avec qui j'ai pu travailler durant ces 3 années : Sophie, Gabriele, Michel, Gilles, ainsi qu'Eric (qui m'a appris à utiliser de la Stycast!) et Javier avec qui on a passé de longues journées en salle blanche. Merci aussi à toute l'équipe DRE et plus particulièrement à Laurent, David, Yann et Odile, pour leur bonne humeur et la confiance qu'ils m'ont accordée lors des tests du prototype du RAS. Ce fut également un plaisir de travailler sur le banc 50 mK avec les ingénieurs de la CEM du CNES. Je tiens à remercier aussi mes prédécesseurs, Philippe Peille et Edoardo Cucchetti, pour leur aide dans l'étude des performances du X-IFU, et qui poursuivent maintenant leur travail au CNES pour mener à bien le développement de cet instrument.

Mes remerciements vont aussi à toutes les personnes qui ont pu m'aider durant mon séjour à l'IRAP : François et Pierrick qui ont su faire vivre le GAHEC durant ces trois ans, Natalie qui m'a fait confiance pour le stage de Master, Sébastien pour ses précieux conseils pour l'après-thèse et sans oublier Josette sans qui l'IRAP ne fonctionnerait pas. Je tiens à remercier tout particulièrement Nicolas Clerc pour toutes les discussions et son aide à la modélisation du rayonnement X des amas de galaxies et pour sa considération lors des points simus hebdomadaires.

A PhD thesis requires international collaboration, and working with outstanding colleagues from various countries has been a rewarding experience. I would like to thank Joe Adams and Kazuhiro Sakai from NASA Goddard Space Flight Center for their help and advice on the use of the 50 mK readout chain. On the topic of the numerical simulations, I would like to thank Yannick Bahé for all the discussion we had on the Hydrangea simulations, and also Joop Schaye from Leiden Observatory for his helpful proofreading of my article.

Les 3 ans de thèse n'auraient pas été les mêmes sans l'ambiance formidable du J014bis et son anti-chambre (le J014). Je tiens à remercier Erwan pour les discussions des articles d'astroph devant un tableau blanc au café le matin, Simon pour nous avoir tous fait sentir comme des gros débutants en Python, Alexei pour avoir amélioré le *Feng Shui* du bureau grâce à ses talents d'architecte d'intérieur, Xan pour ses sons de Kaamelott qui continueront de

REMERCIEMENTS

hanter le J014, Hugo pour m'avoir fait découvrir l'écologie militante apolitique et apartisane, Miguel dont les parties endiablées de *Pedantle* me manquent déjà et Vincent qui finira bien par atteindre 2000 ELO sur Chess.com. A special thought to Veronika, I hope that one day you will appreciate France and Toulouse as they deserve.

Enfin je voudrais remercier tous les membres de ma famille qui m'ont soutenus dans cette aventure. Mes remerciements vont à mes parents et à mes beaux-parents pour avoir gardé mes fils de nombreuses fois, me permettant d'écrire ce long manuscrit ! Une petite pensée pour ma soeur Elise qui a découvert les joies d'être maman pendant cette thèse. Je voudrais remercier mes enfants Thiên An, Alexandre et Clément, pour leur patience et leur compréhension durant ces 3 ans, ce manuscrit vous est dédié. Et pour finir, je remercie ma femme Hai Tiên pour son soutien infailible, pour m'avoir poussé à faire cette reconversion et pour m'avoir stimulé à chaque fois, dans les moments de doute. *Anh yêu em.*

Abstract

The Hot and Energetic Universe is at the heart of X-ray astronomy. Observations in this spectral band make it possible to study, for example, the emission of hot gas contained in galaxy groups and clusters, that of black hole accretion disks, or that of stellar explosions. Spatially resolved high-resolution X-ray spectroscopy will push back the limits of current observatories with hyperspectral images of these astrophysical phenomena. The X-ray Integral Field Unit (X-IFU), aboard the European Space Agency (ESA) future satellite Athena, will be a spectro-imager in the 0.2 - 12 keV energy band, with resolution from 2.5 eV up to 7 keV, using superconducting micro-calorimeters: Transition Edge Sensor (TES).

In this thesis, I present my work on the study of the scientific and instrumental performances of the X-IFU. In the first part, I describe a feasibility study of one of the scientific cases of the mission: the physical characterization of the distant galaxy groups. Using numerically mock observations of the instrument, I have reconstructed the thermodynamic and chemical characteristics using a forward-modeling method fitted with an MCMC. The recovered characteristics are then compared with those of the input physical system to assess the scientific capabilities of the instrument. The results show that the X-IFU, in its current configuration, can reconstruct the three-dimensional thermodynamic profiles of a group of galaxies ($M < 10^{14} M_{\odot}$) at high redshift ($z = 2$) with a 100 ks exposure time. This study showed the importance of taking into account the dispersion of thermodynamic quantities in the 3D radial profiles of the galaxy group, which leads to a strong dispersion of projected quantities along the line-of-sight.

In the second part of the thesis, I present my participation in the development of a cryogenic test bench, developed at IRAP with CNES, called the “50 mK test bench”. It features a cryostat for operating TES detectors and their complete electronic detection and readout chain. A complete chain, developed at NASA/GSFC and NIST, has been temporarily installed to evaluate the performance of the test bench. The elements of the current readout chain will be progressively replaced by demonstration models of the X-IFU readout chain. After electromagnetic compatibility progress, the results show that the 50 mK test bench is ready to receive these demonstration models for functional validation of the complete X-IFU reading chain.

The third section describes my contribution of the functional validation of the X-IFU readout chain’s first prototype: the row addressing and synchronization (RAS) module. The success of this operation shows that IRAP’s cryogenic test bench is a suitable tool for studying the performance of the readout chain of the X-IFU. It will subsequently be used to validate the X-ray sources used to calibrate the instrument.

Keywords: Galaxy clusters - X-ray astronomy - Cryogenics - X-ray instrumentation - TES micro-calorimeters - Athena/X-IFU

Résumé

L'Univers chaud et énergétique est au coeur des thématiques de l'astronomie en rayons X. Les observations dans cette bande de longueurs d'onde permettent d'étudier, par exemple, l'émission du gaz chaud contenu dans les groupes et amas de galaxies, celles des disques d'accrétion des trous noirs ou encore celles des explosions d'étoiles. La spectroscopie à haute-résolution en rayons X résolue spatialement permettra de repousser les limites des observatoires actuels avec des images hyperspectrales de ces phénomènes astrophysiques. Le *X-ray Integral Field Unit* (X-IFU), à bord du futur satellite Athena de l'agence spatiale européenne, sera un spectro-imageur dans la bande d'énergie 0.2 - 12 keV avec une résolution de 2.5 eV jusqu'à 7 keV, grâce à des micro-calorimètres supraconducteurs de type *Transition Edge Sensor* (TES).

Je présente dans cette thèse mon travail sur l'étude des performances scientifiques et instrumentales du X-IFU. Dans une première partie, je décris une étude de faisabilité d'un cas scientifique de la mission : la caractérisation physique des groupes de galaxies distants. A partir d'observations de l'instrument simulées numériquement, j'ai reconstruit les caractéristiques thermodynamiques et chimiques avec une modélisation ajustée par une méthode MCMC. Les caractéristiques retrouvées sont ensuite comparées à celles du système physique d'entrée pour évaluer les capacités de l'instrument. Les résultats montrent que le X-IFU, dans sa configuration actuelle, permet de reconstruire les profils thermodynamiques tridimensionnels d'un groupe de galaxies ($M < 10^{14} M_{\odot}$) à haut *redshift* ($z = 2$) avec un temps d'exposition de 100 ks. Cette étude a montré l'importance de prendre en compte la dispersion des quantités thermodynamiques dans les profils radiaux 3D du groupe de galaxies, qui entraîne une forte dispersion des quantités projetées le long de la ligne de visée.

Dans la seconde partie de la thèse, je présente ma participation au développement d'un banc de test cryogénique, développé à l'IRAP avec le CNES, appelé "banc 50 mK". Il possède un cryostat permettant d'opérer les détecteurs TES ainsi que leur chaîne électronique complète de détection et de lecture. Une électronique complète, développée à la NASA/GSFC et au NIST, a été installée provisoirement pour évaluer les performances du banc de test. Les éléments de la chaîne de lecture actuelle seront progressivement remplacés par les modèles de démonstration de la chaîne de lecture du X-IFU. Après des travaux de compatibilité électromagnétique, les résultats montrent que le banc 50 mK est prêt à recevoir ces modèles de démonstration pour effectuer une validation fonctionnelle de la chaîne de lecture complète du X-IFU.

La troisième partie expose ma contribution dans la validation fonctionnelle du premier prototype de la chaîne de lecture du X-IFU : le module d'adressage des lignes et de synchronisation (RAS). Le succès de l'opération indique que le banc de test cryogénique de l'IRAP est un outil adapté à l'étude des performances de l'électronique de lecture du X-IFU. Il servira, par la suite, à la validation des sources X pour l'étalonnage de l'instrument.

Mots clés : Amas de galaxies - Astronomie en rayons X - Cryogénie - Instrumentation en rayons X - Micro-calorimètres TES - Athena/X-IFU

Table des matières

Remerciements	iii
Abstract	v
Résumé	vii
Introduction	1
1 Introduction à la physique des amas de galaxies	3
1.1 Le modèle standard : Λ -CDM	4
1.2 La formation des groupes et amas de galaxies	7
1.2.1 Une sonde astrophysique et cosmologique	8
1.3 La physique du gaz intra-amas	9
1.3.1 Thermodynamique de l'ICM	11
1.3.2 Rétroaction des AGN	18
1.3.3 Enrichissement chimique	18
1.4 Observations des amas de galaxies	20
1.5 Les groupes de galaxies distants	23
2 La mission Athena et le X-IFU	25
2.1 Astronomie en rayons X	25
2.1.1 Bref historique	25
2.1.2 Les observatoires actuels	26
2.1.3 Les spectrographes à champ intégral en rayons X	27
2.2 <i>Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics</i>	27
2.2.1 L'univers chaud et énergétique	28
2.2.2 Le satellite	29
2.2.3 Le <i>Wide Field Imager</i>	31
2.3 Le <i>X-ray Integral Field Unit</i>	32
2.3.1 Les TES et leur principe de lecture	33
2.3.2 L'ensemble du plan focal du X-IFU	43
2.3.3 L'électronique de lecture chaude	47
2.3.4 Le traitements des <i>pulses</i>	48
2.3.5 Autres sous-systèmes	50
3 Etude de faisabilité d'objectifs scientifiques	53

3.1	Etude des premiers groupes de galaxies de l'Univers avec le X-IFU	53
3.2	Simulation d'un groupe de galaxies à $z = 2$	54
3.2.1	La simulation cosmologique : Hydrangea	56
3.2.2	Modélisation de l'émission en rayons X du groupe de galaxies	59
3.3	Simulations réalistes d'observations du X-IFU	61
3.3.1	Le simulateur SIXTE	61
3.3.2	Fonds d'émissions astrophysiques et instrumentales	62
3.3.3	Traitement des données	64
3.4	Analyse Bayésienne par modélisation directe	67
3.4.1	Modélisation directe	67
3.4.2	Ajustement par MCMC	73
3.5	Résultats	74
3.5.1	Validation de la modélisation	74
3.5.2	Etude du groupe de galaxies à $z = 2$ d'Hydrangea	78
3.6	Perspectives	84
3.6.1	Discussion	84
3.6.2	Perspectives d'amélioration	85
3.7	Conclusion	86
4	Développement d'un banc de test cryogénique	89
4.1	Le banc 50 mK	89
4.1.1	Objectifs du banc 50 mK	89
4.1.2	La chaîne cryogénique	91
4.1.3	Chemin optique, filtres et source radioactive	98
4.1.4	Description de la chaîne de détection NASA/GSFC et NIST	99
4.1.5	Pilotage de la chaîne et acquisition des données	104
4.2	Caractérisation du banc	111
4.2.1	Performance thermique de l'étage FAA	111
4.2.2	Evaluation de l'environnement magnétique	112
4.2.3	Estimation du niveau des micro-vibrations	113
4.3	Optimisation et amélioration du banc 50 mK	115
4.3.1	Mesure de bruit de la chaîne de détection	116
4.3.2	La compatibilité électromagnétique (CEM)	119
4.3.3	Bobine de compensation du champ magnétique	124
4.3.4	Stabilité de la régulation en température	127
4.4	Performance du banc 50 mK	131
4.4.1	Paramétrages et optimisation de la chaîne de détection du banc	132
4.4.2	Résultats	133
4.5	Conclusion	135
5	Validation de la chaîne de lecture du X-IFU	137
5.1	Premier pas dans la procédure de démonstration	137
5.1.1	L'adressage des lignes et synchronisation du TDM	138
5.1.2	Le prototype du DRE-RAS	139
5.2	Validation du DRE RAS	141
5.2.1	Méthode de validation	141
5.2.2	Configuration de la chaîne de lecture	143

TABLE DES MATIÈRES

5.2.3	Résultats	146
5.3	Perspectives des validations de la chaîne de lecture	150
5.3.1	Adaptation du banc	150
5.3.2	Les logiciels de gestion de l'électronique du banc 50 mK	151
5.4	Conclusion	152
	Conclusion et perspectives	155
	Liste des figures	161
	Liste des tableaux	163
	Glossaire	166
	Liste des abréviations	168
	Annexes	171
A	Diagramme fonctionnel du X-IFU	172
B	Orientation de l'amas Hydrangea	173
C	Budget de résolution en énergie du banc 50 mK	174
D	Alignement du chemin optique du cryostat	175
E	Mesure de bruit par spectre de puissance de la <i>baseline</i>	181
F	Audit CEM du banc le 24/11/2022	186
	Bibliographie	188

Introduction

Les grandes structures de l'Univers s'organisent sous forme de filaments de matière et de vide ("la toile cosmique"). Aux noeuds de cette toile, la matière (noire et baryonique) s'agglomère dans les puits de potentiel gravitationnels pour former les galaxies puis les groupes et les amas de galaxies. Ces derniers sont composés de dizaines à plusieurs milliers de galaxies, liées ensemble gravitationnellement, leurs masses totales atteignent 10^{14} à $10^{15} M_{\odot}$. Ils sont composés en masse de : $\sim 85\%$ de matière noire, $\sim 12\%$ de gaz chaud et $\sim 3\%$ de galaxies. Le gaz est appelé le gaz intra-amas (ICM). Il est chauffé à des températures de $\sim 10^7-8$ K par compression gravitationnelle et rayonne aux longueurs d'onde X. L'analyse de ce rayonnement permet d'étudier la physique des amas de galaxies. Un des enjeux de l'astrophysique en rayons X moderne est de répondre aux questions suivantes : "Comment la matière ordinaire s'assemble dans les grandes structures que nous voyons aujourd'hui?" et "Comment les trous noirs évoluent-ils et comment façonnent-ils l'Univers?". Pour cela, l'agence spatiale européenne (ESA) a sélectionné le satellite Athena (*Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics*) pour implémenter le thème scientifique : "*The Hot and Energetic Universe*".

Athena aura à son bord deux instruments : le *Wide Field Imager* (WFI), un imageur grand champ et le *X-ray Integral Field Unit* (X-IFU), un spectro-imageur à haute-résolution spectrale. Le X-IFU aura une résolution en énergie environ cinquante fois supérieure aux spectro-imageurs actuels. Pour cela, la technologie de ses détecteurs est basée sur des micro-calorimètres supraconducteurs, appelés *Transition Edge Sensor* (TES). Ils permettent d'obtenir des spectres pour chacun des plusieurs milliers de pixels dans la bande d'énergie 0.2 - 12 keV, avec une résolution de 2.5 eV FWHM jusqu'à 7 keV. Ils sont opérés dans leur zone de transition, entre l'état supraconducteur et l'état normal, à très basses températures. La lecture de l'ensemble de la matrice du X-IFU s'effectue via une électronique à très faible niveau de bruit et un multiplexage en temps de ses détecteurs. La réalisation d'une telle électronique avec des composants spatialisables est un des défis importants à surmonter pour le consortium X-IFU. Le développement de cet instrument est réalisé par une collaboration internationale de 12 pays (10 pays européens plus les Etats-Unis et le Japon).

Le projet du X-IFU est actuellement dans sa phase de définition. Il est nécessaire d'évaluer si l'architecture actuelle de l'instrument permet de répondre aux exigences scientifiques et instrumentales prévues. Le but de cette thèse est, d'une part, l'étude des performances instrumentales du X-IFU, et en particulier de sa chaîne électronique de détection et de lecture. Les performances de chaque élément sont évaluées par chaque concepteur. Cependant, il est nécessaire de valider le fonctionnement de la chaîne de lecture complète, et d'évaluer ses performances globales. A cet effet, un banc de test cryogénique a été élaboré à l'IRAP,

conjointement avec le CNES, pour recevoir les modèles de démonstration de l'électronique de lecture du X-IFU.

Pour l'étude des performances scientifiques de l'instrument, il est nécessaire de mesurer ses capacités à réaliser les objectifs scientifiques de la mission, en fonction de sa configuration instrumentale. Pour cela, les simulations d'observations, reproduisant le fonctionnement de l'instrument de bout-en-bout, sont un outil indispensable. Elles permettent de réaliser des études de faisabilité, dont l'objectif est d'évaluer la qualité avec laquelle les mesures de l'instrument permettent de recouvrer les paramètres physiques des sources astrophysiques observées.

Tout d'abord dans le **Chapitre 1**, je présente le contexte scientifique dans lequel se positionne cette thèse, notamment en présentant la physique des amas de galaxies. J'explique comment les observations du gaz chaud intra-amas (ICM) permettent d'étudier ces amas de galaxies.

Dans le **Chapitre 2**, j'explique comment le satellite Athena abordera les enjeux de l'astrophysique moderne en rayons X. Je décris l'instrument X-IFU et explique le fonctionnement de ses détecteurs. Je détaille sa chaîne électronique de lecture.

Dans le **Chapitre 3**, je présente une étude de faisabilité du cas scientifique de la caractérisation physique des groupes de galaxies distants. Je décris le principe de production des observations simulées du X-IFU d'un groupe de galaxies extrait de la simulation hydrodynamique cosmologique Hydrangea. Je décris la modélisation des caractéristiques thermodynamiques et chimiques du groupe de galaxies qui est ajustée aux observations par une méthode MCMC.

Dans le **Chapitre 4**, je présente ma participation à l'étude des performances instrumentales du X-IFU avec le développement d'un banc de test cryogénique à l'IRAP. Je décris ma contribution à l'installation et l'optimisation d'une chaîne de lecture développée à la NASA/GSFC et au NIST. Je présente mes travaux sur la compatibilité électromagnétique du banc de test afin de réduire les bruits électroniques de cette chaîne de lecture.

Dans le **Chapitre 5**, je présente ma contribution à la validation fonctionnelle d'un premier modèle de démonstration de la chaîne de lecture du X-IFU : le module d'adressage des lignes et de synchronisation (RAS) du *Digital Readout Electronics* (DRE).

Chapitre 1

Introduction à la physique des amas de galaxies

Le modèle de formation hiérarchique des structures présume que les amas extrêmement massifs de l'Univers local étaient à l'origine des groupes de quelques dizaines de galaxies en formation, il y a environ 10 milliards d'années. Etudier la thermodynamique de ces groupes de galaxies distants est un enjeu de l'astrophysique actuelle, pour pouvoir contraindre les modèles de formation des grandes structures. On arrive cependant aux limites des observatoires actuels en rayons X, et la mission Athena (Chap. 2) permettra de les repousser. Dans ce chapitre je présente le contexte scientifique dans lequel se positionne mon sujet de thèse.

Le début de l'étude des amas de galaxies remonte à la fin du XVIII^e siècle quand Charles Messier ([Messier, 1781](#)) et Friedrich Wilhelm Herschel ([Herschel, 1785](#)) ont chacun noté, de manière indépendante dans leurs catalogues, que les nébuleuses avaient tendance à s'assembler dans le ciel. Ce n'est que 150 ans plus tard qu'Edwin Hubble a découvert la nature extragalactique de ces nébuleuses ([Hubble, 1926](#)). En utilisant la relation entre la luminosité et la période des céphéides¹ déterminée par Henrietta Leavitt ([Leavitt & Pickering, 1912](#)), Hubble a établi au début des années 1920, la relation entre la vitesse d'éloignement et la distance des galaxies, connue aujourd'hui sous le nom de loi de Hubble-Lemaître² ([Hubble, 1929](#)) :

$$v = H_0 \times d \tag{1.1}$$

où v est la vitesse d'éloignement radiale de l'objet étudié, H_0 est la constante de Hubble actuelle et d la distance propre de l'objet. La loi de Hubble-Lemaître explique cette relation entre la distance et la vitesse d'éloignement par une expansion de l'Univers, qui produit un décalage vers le rouge des longueurs d'onde reçues par l'observateur : $v = c \times z$, où c est la

¹Une céphéide est une étoile variable dont la période de variation de luminosité, comprise entre 1 et 135 jours, est fonction de sa luminosité intrinsèque.

²Le chanoine belge George Lemaître l'avait prédit en 1927 en étudiant la relativité générale ([Lemaître, 1927](#)).

vitesse de la lumière dans le vide et z est le *redshift* cosmologique. Celui-ci est donné par la relation :

$$1 + z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{emis}} \quad (1.2)$$

avec λ_{obs} la longueur d’onde mesurée par l’observateur et λ_{emis} la longueur d’onde émise par l’objet.

Avec les travaux de Hubble, débute alors l’étude de ces concentrations de nébuleuses les plus importantes : les amas de galaxies. Dans les années 1930, des mesures de dispersions de vitesses des galaxies ont été effectuées dans les amas de Coma (Zwicky, 1933, 1937) et de la Vierge (Smith, 1936). Ces mesures permettent d’estimer la masse totale de ces structures, en considérant que celles-ci sont “virialisées”. Dans un système physique en équilibre dynamique dans un puits de potentiel, le théorème du viriel donne la relation suivante :

$$2 E_c + E_p = 0 \quad (1.3)$$

où E_c et E_p désignent respectivement les énergies cinétiques et potentielles du système. Les estimations des masses des amas de Coma et de la Vierge, à partir des mesures de dispersions de vitesses des galaxies, ont montré que ces structures avaient une masse totale supérieure, d’un facteur ~ 200 -400, à la somme des masses des galaxies les constituant. Pour expliquer cet excès de masse, l’astrophysicien suisse Fritz Zwicky postule l’existence d’une grande quantité de “matière noire” supplémentaire, qui n’a toujours pas été observée directement jusqu’à aujourd’hui. La publication par l’astronome américain George Ogden Abell d’un catalogue de 2712 amas dans l’Univers local (Abell, 1958), marque le début de l’étude des amas de galaxies comme une discipline à part entière de l’astrophysique (voir Biviano, 2000, pour une revue sur l’historique de l’étude des amas de galaxies).

Dans la suite, je présente brièvement le modèle standard de la cosmologie (Sec. 1.1) et comment celui-ci décrit la formation des grandes structures (Sec. 1.2) de l’Univers observable.

1.1 Le modèle standard : Λ -CDM

Le modèle standard de la cosmologie considère que l’Univers observable est né d’une singularité, appelée le “*Big Bang*” (voir Fig. 1.1), il y a environ 13.8 milliards d’années. Durant un laps de temps très court, appelée l’inflation, l’Univers s’étend d’un facteur 10^{26} en seulement 10^{-32} s (Planck Collaboration, 2020). A la fin de l’inflation cosmique, l’expansion de l’Univers se ralentit dans une période de refroidissement. Durant la première seconde les premières particules élémentaires, électrons, protons et neutrons apparaissent. Au bout de ~ 100 s, la température continue de diminuer (10^9 K) et ces particules s’assemblent pour former les premiers noyaux atomiques, c’est ce qu’on appelle la nucléosynthèse primordiale (Grohs & Fuller, 2023). Après ~ 20 min, la température diminue en dessous de 10^7 K et la nucléosynthèse primordiale s’achève.

Environ 380 000 ans après le *Big Bang*, l’Univers s’est suffisamment refroidi (~ 3000 K) pour que les noyaux atomiques puissent capturer les électrons libres, on appelle cette période la “recombinaison”. Les électrons étant majoritairement liés aux atomes, l’Univers devient transparent au rayonnement électromagnétique. Pour la première fois, les photons émis par les atomes peuvent se diffuser librement. Ce rayonnement fossile est maintenant vu, à cause

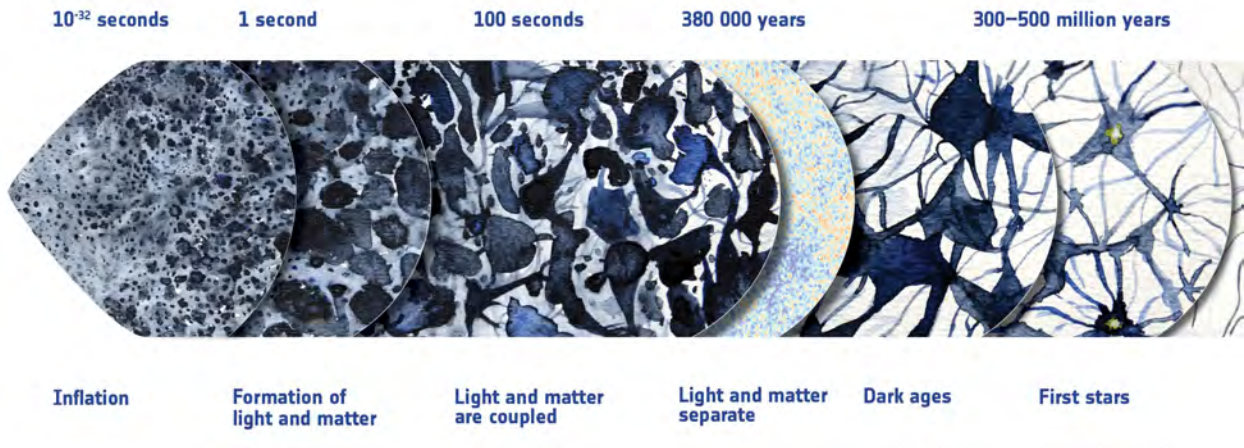


FIGURE 1.1 : Frise chronologique de la formation de l’Univers observable. Crédits : ESA.

du *redshift*, comme un rayonnement de corps noir pratiquement parfait à une température de 2.72548 ± 0.00057 K (Fixsen, 2009), appelé le fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Les très faibles anisotropies de température, de l’ordre de 10^{-5} (Fig. 1.2), sont liées aux anisotropies du champ de matière originelle “quasi-homogène”. Ces faibles anisotropies sont expliquées par des fluctuations quantiques primordiales lors de la singularité (*Big Bang*). Les surdensités du champ de matière primordiale ont ensuite évolué par effondrement gravitationnel pour créer les premiers halos de matière noire (Bernardeau, 2013). Ceux-ci sont reliés entre-eux dans une structure filamentaire (Fig. 1.3 et Sec. 1.2) appelée “toile cosmique”.

Les nuages de matière baryonique ont évolué par effondrement sphérique (Gott & Rees, 1975) en suivant les puits de potentiels de ces halos de matière noire, pour former les premières étoiles (~ 300 millions d’années après le *Big Bang*). Celles-ci sont composées d’hydrogène et d’hélium, 30 à 300 fois plus massives que le Soleil et des millions de fois plus lumineuses. Elles constituent la première génération d’étoiles de l’Univers, dénommée population III (Wise, 2012). Elles se sont ensuite assemblées pendant des centaines de millions d’années pour former les premières galaxies.

En 1998, Riess et al. (1998) a montré, en mesurant la constante de Hubble à l’aide de supernovae de Type Ia, que l’expansion de l’Univers s’accélérait. Pour expliquer ce phénomène, les astrophysiciens font appel à une “énergie noire” emplissant tout l’Univers (Peebles & Ratra, 2003), et dont l’effet gravitationnel est représenté par une constante cosmologique³ : le terme Λ dans l’équation de Friedmann (1924) de la relativité générale. En utilisant la métrique FLRW (Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker) cette équation s’écrit :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.4)$$

avec la constante de Hubble-Lemaître H , le facteur d’échelle $a = 1/(1+z)$, la constante de gravitation G , la densité de matière et rayonnement ρ , la courbure k , la vitesse de la lumière dans le vide c et la constante cosmologique Λ .

³La constante cosmologique a été introduite par Albert Einstein, initialement pour avoir un Univers statique, ni en expansion, ni en contraction.

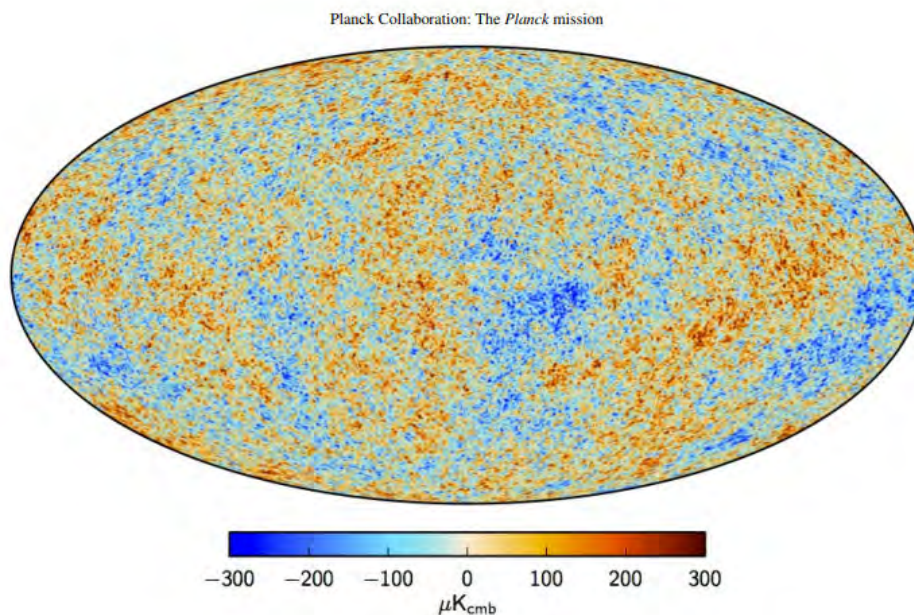


FIGURE 1.2 : Carte des mesures d’anisotropie de la température du CMB observées par le satellite *Planck* sur toute la voûte céleste. Crédits : *Planck Collaboration* ([Planck Collaboration, 2016](#)).

On définit la densité critique ρ_c comme la densité à laquelle l’Univers est sans courbure spatiale (i.e Euclidien) et avec une constante cosmologique nulle :

$$\rho_c(z) = \frac{3 H(z)^2}{8\pi G} = \frac{3 H_0^2}{8\pi G} \times E^2(z) \quad (1.5)$$

où $E(z)$ est appelé le paramètre d’évolution, défini par :

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + (1+z)^2 \Omega_k + \Omega_\Lambda} \quad (1.6)$$

La compréhension actuelle de l’Univers observable, décrite précédemment, est compatible avec un Univers plat de matière noire froide⁴ (CDM pour *Cold Dark Matter*, [Blumenthal et al., 1984](#)) avec une constante cosmologique : le modèle standard, appelé Λ -CDM.

La cosmologie moderne stipule que l’Univers observable est composé de 70% d’énergie noire, 25% de matière noire et seulement 5% de matière baryonique ([Komatsu et al., 2011](#)). Elle donne une valeur de la constante de Hubble-Lemaître actuelle (i.e. $z = 0$) de $H_0 = 67.8 \pm 0.9$ km/s/Mpc⁵, mesurée via le CMB ([Planck Collaboration, 2016](#)). La valeur de cette constante mesurée à l’aide de supernovae de Type Ia est de $H_0 = 73.2 \pm 1.3$ km/s/Mpc ([Riess et al., 2021](#)). Les deux valeurs n’étant compatible qu’à plus de 4σ , cela reste une question ouverte de la cosmologie moderne, appelée la “tension de Hubble” (ex : [Perivolaropoulos & Skara, 2022](#)).

⁴Le qualificatif “froide” signifie que ses particules sont non-relativistes.

⁵Mpc signifie méga-parsec. 1 parsec (pc) est une unité astronomique valant 3.08×10^{16} m ou 3.26 années-lumière.

1.2 La formation des groupes et amas de galaxies

Selon le paradigme Λ -CDM, la formation des structures dans l'Univers est due à l'effondrement gravitationnel des fluctuations du champ de densité de matière primordiale (Bernardeau, 2013). Soit $\delta(\vec{x})$ les surdensités de matière à une position \vec{x} , définies par :

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (1.7)$$

où $\bar{\rho}$ est la moyenne de la densité de matière sur tout l'espace. On note $\tilde{\delta}(\vec{k})$ la transformée de Fourier de la surdensité $\delta(\vec{x})$, avec le nombre d'onde $k = 2\pi/L$ où L est la distance entre deux positions \vec{x} . Les surdensités évoluent avec le temps par effondrement gravitationnel. On note alors le spectre de puissance $P(\vec{k}, z)$ de l'évolution linéaire du champ de matière en fonction du *redshift* (Clerc & Finoguenov, 2022) :

$$P(\vec{k}, z) = \langle \tilde{\delta}^2(\vec{k}) \rangle \propto D_+^2(z) P_0(\vec{k}) \quad (1.8)$$

où $D_+(z)$ désigne le facteur de croissance linéaire des perturbations en fonction du *redshift* (voir Peebles, 1993; Peacock, 1999, pour une explication détaillée) et $P_0(\vec{k})$ désigne le spectre de puissance des fluctuations primordiales de densité. Il est représenté par une loi de puissance de la forme $P_0 \propto k^{n_s}$. Une valeur $n_s = 1$ signifierait des fluctuations invariantes quelle que soit l'échelle. Les mesures du CMB par Planck Collaboration (2016) ont donné une valeur de $n_s = 0.965 \pm 0.004$.

La structure tridimensionnelle de la matière se compose de noeuds, à l'endroit des fluctuations initiales, reliés entre-eux par des filaments, formant ainsi de grandes zones de vides (Fig. 1.3). On appelle cette structure la "toile cosmique" (Bond et al., 1996). Les halos se forment par effondrement gravitationnel et croissent par fusion et accrétion continue, pour former des structures de plus en plus grandes liées gravitationnellement. C'est le scénario d'évolution hiérarchique (voir Springel et al., 2006; Kravtsov & Borgani, 2012; Planelles et al., 2015, pour une revue).

La matière baryonique chute au centre des puits de potentiel gravitationnel créés par les halos de matière noire. Elle s'assemble pour créer ainsi les premières étoiles et galaxies. Les galaxies continuent de s'agglomérer en suivant la structure de la matière noire pour former les groupes puis les amas de galaxies, dans les noeuds de la toile cosmique. Les amas peuvent atteindre plusieurs milliers de galaxies, liées entre-elles gravitationnellement, dans des régions de plusieurs Mpc. Ils ont des masses comprises entre $10^{14} M_\odot < M_{amas} < 10^{15} M_\odot$.

La définition du volume dans lequel est circonscrit l'amas est compliquée à déterminer dans la mesure où sa structure suit la forme filamentaire des halos de matière noire. Néanmoins, en considérant un modèle sphérique de l'effondrement gravitationnel des fluctuations primordiales de densité (ex : Gunn & Gott, 1972; Bertschinger, 1985), la littérature définit la limite de l'amas comme sa région virialisée (i.e. celle où l'Eq. 1.3 s'applique). Celle-ci peut s'exprimer en terme de contraste de densité Δ_c par rapport à la densité critique $\rho_c(z)$ au *redshift* de l'amas :

$$\rho_{vir}(z) = \Delta_{vir} \rho_c(z) \quad (1.9)$$

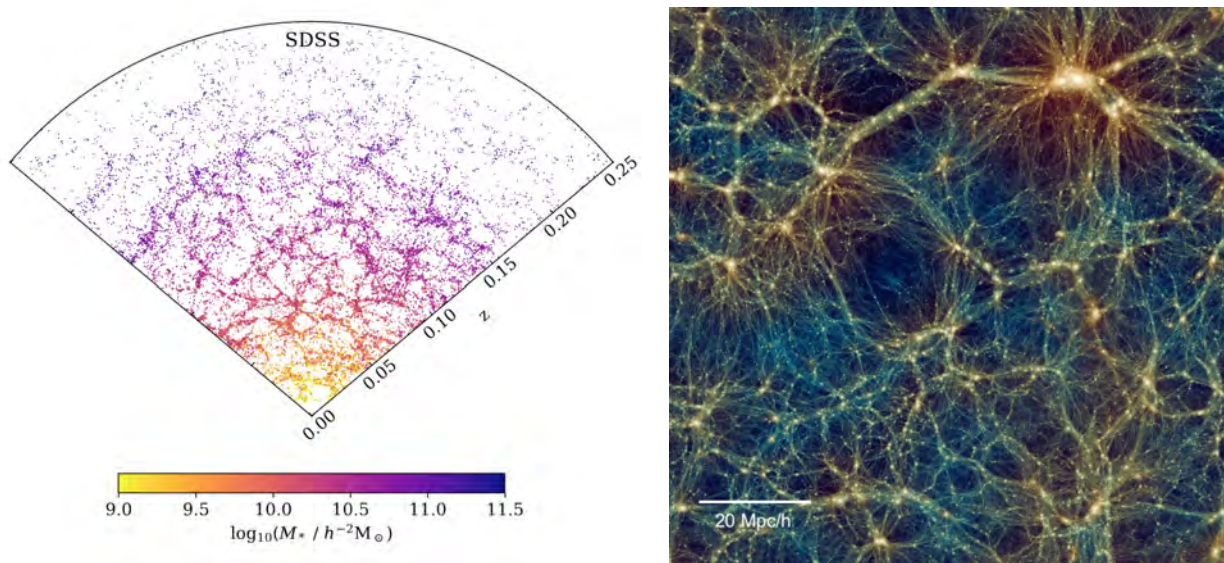


FIGURE 1.3 : (Gauche) Distribution des galaxies en fonction de leur *redshift* dans le catalogue SDSS. Le code couleur indique la masse stellaire des galaxies. Image reproduite de [Dong-Páez et al. \(2022\)](#). (Droite) Distribution 3D de densité de matière noire dans la simulation numérique cosmologique Uchuu ([Ishiyama et al., 2021](#)). Les zones de vide sont en noir tandis que les zones de fortes densités, les noeuds de la toile où se forment les amas de galaxies, sont en jaune.

où $\rho_c(z)$ est défini en Eq. 1.5. En supposant une symétrie sphérique, le rayon de l’amas sera considéré comme le rayon du viriel :

$$R_{vir} = \left(\frac{3 M_{vir}}{4\pi \rho_{vir}} \right)^{1/3} \quad (1.10)$$

En prenant un cas simplifié d’Univers de Einstein-de-Sitter⁶, [Bryan & Norman \(1998\)](#) ont trouvé :

$$\Delta_{vir} = 18\pi^2 \approx 178 \quad (1.11)$$

arrondi à $\Delta_{vir} = 200$ dans la littérature. Les simulations numériques cosmologiques (voir Sec. 3.2) montrent qu’un contraste de densité $\Delta_c \sim 100 - 200$ est cohérent pour définir la limite des halos de matière noire ([Borgani & Kravtsov, 2011](#)) dans une cosmologie standard Λ -CDM.

1.2.1 Une sonde astrophysique et cosmologique

Dans un Univers où la formation des structures est due à la gravitation, le processus d’assemblage des halos ne présente pas d’échelle caractéristique. Ainsi, la population des groupes et amas de galaxies présente des propriétés auto-similaires ne dépendant que de leur masse et de leur *redshift* ([Kaiser, 1986](#)). La luminosité en rayons X (Eq. 1.12), la pression (Eq. 1.14), la densité et la température (Eq. 1.15) suivent les relations de la Tab. 1.1.

⁶Un Univers sans courbure et sans énergie noire, c’est-à-dire $\Omega_m = 1$, $\Omega_k = 0$ et $\Omega_\Lambda = 0$.

Caractéristique	Proportionnalité
Rayon	$r \propto M^{1/3} E(z)^{-2/3}$
Densité de gaz	$\rho_g \propto cte E(z)^2$
Masse de gaz	$M_g \propto M$
Température	$T \propto M^{2/3} E(z)^{2/3}$
Pression	$P \propto M^{2/3} E(z)^{8/3}$
Entropie	$K \propto M^{2/3} E(z)^{-2/3}$
Luminosité en X	$L_X \propto M E(z)^2$

TABLE 1.1 : Relations d’échelles des amas de galaxies. M représente la masse de l’amas et $E(z)$ est le paramètre d’évolution (Eq. 1.6). Tableau adapté de Böhringer et al. (2012).

Les observations actuelles montrent que l’essentiel des amas, pour des rayons $> 0.2 R_{500}$ ⁷ et à des *redshifts* $z < 2$, suivent les relations d’échelles (Lovisari & Maughan, 2022). Néanmoins, les effets de la physique du gaz sont visibles sur les écarts à ces relations d’échelles. Mesurer ces écarts permet de quantifier l’impact des phénomènes non-gravitationnels dans la formations des structures. Et ces écarts sont d’autant plus visibles sur les groupes de galaxies (voir Sec. 1.5).

Les amas de galaxies sont également des sondes appropriées pour contraindre les modèles cosmologiques. La fonction de masse des halos de matière (Press & Schechter, 1974; Bahcall et al., 1999), c’est-à-dire le nombre d’amas de galaxies dans un volume donné en fonction de leur masse et du *redshift*, est très sensible à des scénarios cosmologiques spécifiques (Vikhlinin et al., 2009). Comparer les mesures de la fonction de masse des halos aux prédictions de modèles cosmologiques (Fig. 1.4) permet de contraindre les paramètres cosmologiques (voir Eq. 1.4).

La densité spatiale des amas permet également de mesurer l’amplitude des perturbations primordiales du champ de matière (voir Eq. 1.8). L’évolution du taux de croissance des perturbations dépend essentiellement du paramètre de densité de matière dans l’Univers Ω_m (Eke et al., 1998). L’étude des amas de galaxies permet, entre autres, de contraindre la densité de matière baryonique Ω_b dans l’Univers (suivant a priori celle des amas) ou encore les paramètres d’évolution de l’équation d’état de l’énergie noire (voir Allen et al., 2011; Clerc & Finoguenov, 2022, pour une revue).

1.3 La physique du gaz intra-amas

La majeure partie ($\sim 90\%$) de la matière baryonique constituant l’amas de galaxie est un gaz diffus ($\sim 10^{-1}$ à 10^{-3} particules/cm³) chauffé à des températures de $\sim 10^{7-8}$ K par compression gravitationnelle. Ce gaz est appelé gaz intra-amas⁸ (ICM pour *Intra-Cluster Medium*). Le processus d’accrétion forme des turbulences dans ce gaz. Ces turbulences dissipent de la chaleur à cause de la viscosité du gaz intra-amas. D’autres processus peuvent comprimer et chauffer le gaz intra-amas, comme des fusions entre amas ou des phénomènes

⁷ R_{500} est le rayon englobant un contraste de densité $\Delta_c = 500$.

⁸Dans ce manuscrit, le gaz emplissant les groupes de galaxies est également appelé gaz intra-amas.

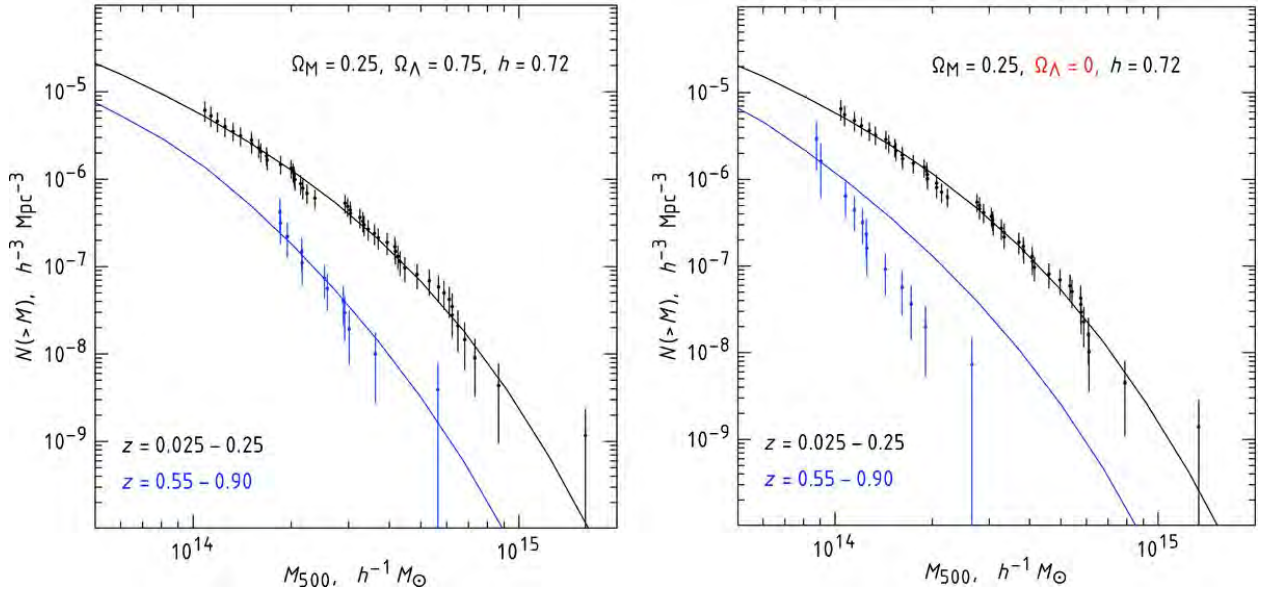


FIGURE 1.4 : Comparaison de mesures de la fonction de masse des halos avec les prédictions de deux modèles cosmologiques différents. Les fonctions de masse des halos (i.e. densité d’amas en fonction de leur masse M_{500}) sont illustrées dans deux bandes de *redshift* : entre $z = 0.025 - 0.25$ pour les mesures noires et entre $z = 0.55 - 0.90$ pour les mesures bleues. (Gauche) Les fonctions de masses des halos, en lignes pleines, sont calculées à partir des modèles de Komatsu et al. (2009). (Droite) Les fonctions de masses des halos sont calculées en prenant $\Omega_m = 0.25$ et $\Omega_\Lambda = 0$. On voit que, si le résultat reste cohérent pour les amas à faible *redshift*, le modèle ne s’ajuste plus du tout pour les amas à haut *redshift* et cette combinaison de paramètres peut-être rejetée. Figure reproduite de Vikhlinin et al. (2009)

de rétroaction (voir Sec. 1.3.2).

A ces températures, le gaz intra-amas est un plasma ionisé, optiquement mince. La modélisation de son rayonnement est celui d’un plasma en équilibre d’ionisation collisionnelle (CIE pour *Collisional Ionization Equilibrium*, Dopita & Sutherland, 2003). Le rayonnement du gaz intra-amas (Fig. 1.5) est composé d’une émission continue, principalement du *Bremsstrahlung*, et des raies d’émission (Sarazin, 1986). Ces raies sont émises par les changements de niveaux d’énergies des électrons dans les ions. Le *Bremsstrahlung*, ou rayonnement de freinage, est émis par les électrons à haute énergie déviés de leur trajectoire par les ions du plasma. La densité spectrale de puissance du *Bremsstrahlung* (exprimée par exemple en $\text{erg/s/cm}^3/\text{keV}$) est de la forme (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$\epsilon \propto \frac{n_e n_i}{\sqrt{k_B T}} e^{-(E/k_B T)} \quad (1.12)$$

où n_e et n_i sont respectivement les densités d’électrons et d’ions du plasma, k_B la constante de Boltzmann, T la température du plasma et E l’énergie des photons du rayonnement⁹. La densité du gaz décroît radialement depuis le centre de l’amas. L’émission en rayons X, qui dépend de la densité au carré de l’ICM, s’estompe en périphérie de l’amas. Ainsi, les observatoires en rayons X (voir Sec. 2.1) permettent d’étudier les amas jusqu’à un contraste

⁹ $E = h\nu$ avec h la constante de Planck et ν la fréquence du rayonnement.

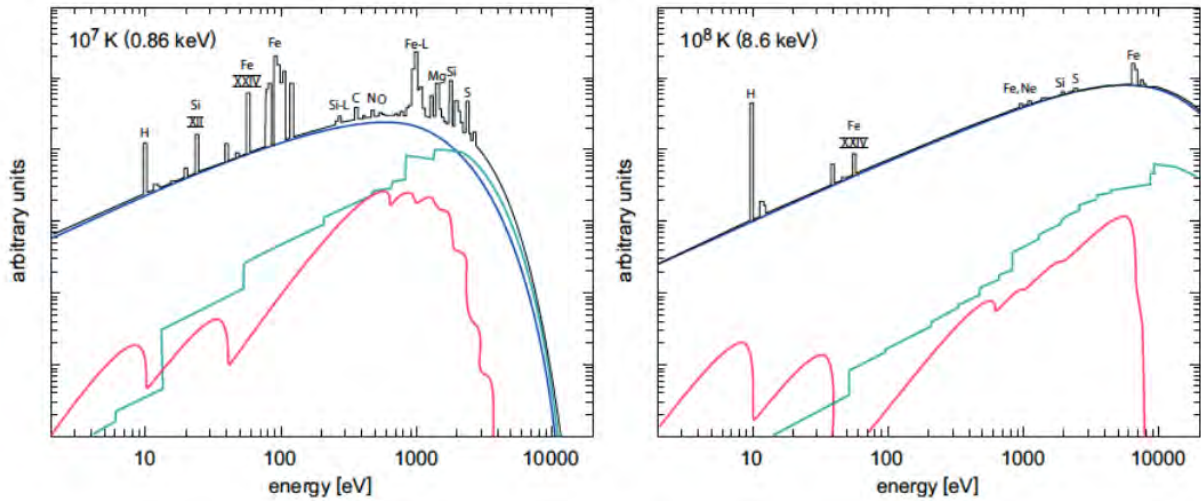


FIGURE 1.5 : Spectre de l'émission en rayons X du gaz intra-amas pour deux températures typiques de l'ICM : (Gauche) 10^7 K et (Droite) 10^8 K. L'émission continue est issue de trois composantes : en bleu, le *Bremsstrahlung*, en vert, les émissions de recombinaison et en rouge, les émissions à 2 photons. Aux températures de l'ICM, le rayonnement continue principal est le *Bremsstrahlung*. La contribution des raies d'émission atomique est plus importante aux faibles températures. Figure reproduite de Böhringer & Werner (2010).

de densité de $\Delta_c \approx 500$. La région au-delà de R_{500} est la périphérie (“*outskirts*”) de l'amas (Reiprich et al., 2013). Bien que difficile à observer avec les observatoires actuels, son étude est particulièrement intéressante pour comprendre la physique des amas de galaxies (e.g. Lau et al., 2015; Simionescu et al., 2017; Eckert et al., 2019; Ghirardini et al., 2019; Walker & Lau, 2022).

Les émissions en rayons X du gaz intra-amas fournissent donc des informations sur la température et la densité de celui-ci, mais aussi sa composition chimique. L'ICM est un plasma essentiellement constitué d'hydrogène et d'hélium, issus de la nucléosynthèse primordiale, les éléments plus lourds sont apportés par les étoiles des galaxies de l'amas (Sec. 1.3.3) et dispersés par les phénomènes de rétroaction (Sec. 1.3.2) ou de fusion d'amas. La métallicité, notée Z , correspond à la fraction massique des éléments chimiques plus lourds que l'hélium, par rapport à l'ensemble des éléments chimiques. La métallicité moyenne de l'ICM des amas est de $Z \sim 1/3 Z_\odot$ (Mernier et al., 2017), où Z_\odot représente la métallicité solaire (ex : Anders & Grevesse, 1989).

1.3.1 Thermodynamique de l'ICM

Dans le modèle auto-similaire, la masse du halo est le seul paramètre qui détermine les propriétés thermodynamiques du gaz intra-amas. En faisant l'hypothèse que l'amas est à l'équilibre hydrostatique, le gradient de pression en fonction du rayon du gaz intra-amas équilibre la force de gravité. On a :

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(<r)\rho_g(r)}{r^2} \quad (1.13)$$

où $P(r)$ est le profil de pression du gaz, $M(< r)$ est la masse de l'amas comprise dans une sphère de rayon r , $\rho_g(r)$ est le profil de densité massique du gaz et G la constante gravitationnelle. La densité massique ρ est reliée à la densité particulaire n par $\rho_g(r) = \mu m_p n(r)$ avec μ la fraction de masse moyenne par particule (par rapport à la masse du proton) et m_p la masse du proton. $\mu = 0.6$ pour une composition primordiale d'hydrogène de 76 % (Rosati et al., 2002). On retrouve ainsi la masse à l'équilibre hydrostatique (M_{HSE}) de l'amas en fonction du profil de densité et du gradient de pression du gaz :

$$M_{HSE}(< r) = -\frac{1}{G} \frac{r^2}{\mu m_p n(r)} \left(\frac{dP(r)}{dr} \right) \quad (1.14)$$

En faisant l'hypothèse que le gaz intra-amas se comporte comme un gaz parfait : $P(r) = n(r) k_B T(r)$, on peut exprimer la masse à l'équilibre hydrostatique de l'amas en fonction des distributions de densité et de température :

$$M_{HSE}(< r) = -\frac{k_B T(r) r}{G \mu m_p} \left(\frac{d \log n(r)}{d \log r} + \frac{d \log T(r)}{d \log r} \right) \quad (1.15)$$

Le modèle auto-similaire prédit une distribution de masse universelle des amas de galaxies en fonction de leur rayon (Fig. 1.6). Ce profil est observé pour les amas locaux massifs (ex : Pointecouteau et al., 2005; Zhang et al., 2007) comme pour les amas plus éloignés ($z = 1$, Bartalucci et al., 2018). A cause des mouvements du gaz intra-amas, l'équilibre hydrostatique de l'amas n'est pas vérifié. La véritable masse de l'amas s'écarte donc de la M_{HSE} . Pour corriger cet écart, les estimations des masses des amas (ex : Scheck et al., 2023) intègrent un biais de masse hydrostatique : b . Il est défini comme le quotient entre la masse vraie de l'amas et sa masse estimée à l'équilibre hydrostatique. (voir par exemple Pratt et al., 2019, pour une revue des sources de biais systématiques). Des analyses avec des simulations hydrostatiques cosmologiques montrent que ce biais est de l'ordre de 20 % (Gianfagna et al., 2021), mais cela dépend énormément de l'état dynamique de l'amas, par exemple dans le cas de fusions d'amas, b peut être négatif (Gianfagna et al., 2022).

Les paramètres thermodynamiques de l'amas ont également des profils issus du modèle auto-similaire.

1.3.1.1 Densité

En estimant que les galaxies et le gaz sont à l'équilibre du viriel dans le même puits de potentiel, on peut considérer un équilibre entre la dynamique des galaxies et l'énergie cinétique du gaz :

$$k_B T \sim \mu m_p \sigma_v^2 \quad (1.16)$$

où σ_v est la dispersion de vitesse moyenne des galaxies de l'amas. En partant de cette hypothèse et en estimant que la densité du gaz suit un profil de King (1966) modifié, cela donne un nouveau profil, dit “ β -modèle” (Cavaliere & Fusco-Femiano, 1978) :

$$n(r) = n_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \right)^{-3\beta/2} \quad (1.17)$$

où n_0 est la densité au centre de l'amas, r_s est le rayon d'échelle et β est le rapport entre l'énergie cinétique des galaxies et du gaz (Eq. 1.16).

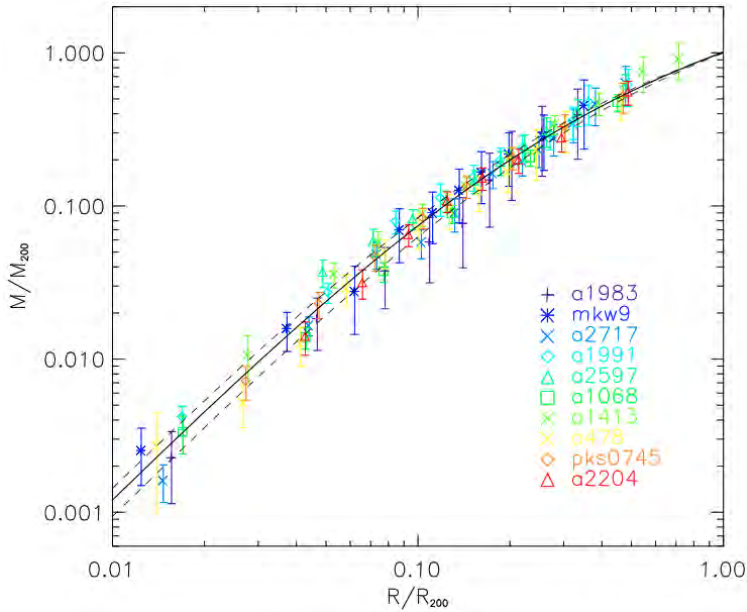


FIGURE 1.6 : Profils de masse de 10 amas locaux ($z \leq 0.15$) ayant des températures comprises entre 2 et 9 keV. Les profils sont adimensionnés, la masse est normalisée par rapport à M_{200} et le rayon par rapport à R_{200} . Le meilleur ajustement par rapport à un profil NFW (Navarro et al., 1996) est représenté en ligne noire et les lignes en traits tirés représentent l'écart-type associé. Figure reproduite de Pointecouteau et al. (2005).

Pour mieux représenter le profil de densité du gaz d'autres modèles existent, comme l'utilisation de plusieurs β -modèles (Pratt & Arnaud, 2002; Pointecouteau et al., 2004) ou un β -modèle modifié (voir Eq. 3.7 et Vikhlinin et al., 2006). D'autres approches utilisent des profils de densité de gaz non-paramétriques, par exemple en déprojetant directement le profil de brillance de surface (ex : Croston et al., 2006; Eckert et al., 2012).

1.3.1.2 Pression

En considérant l'amas à équilibre hydrostatique, les forces de pression équilibrent l'attraction gravitationnelle. Ainsi, le profil de pression du gaz suit le potentiel gravitationnel de l'halo est donc principalement sa distribution de matière noire. Modélisé à l'aide de simulations numériques, le profil NFW (Navarro et al., 1996) donne une représentation de la densité radiale de matière noire :

$$\rho_{dm}(r) = \frac{4\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1.18)$$

où ρ_s est la densité de matière noire à r_s qui est un rayon d'échelle. Un des problème du profil NFW est la divergence du profil pour $r \rightarrow 0$. Il y a des alternatives à ce modèle, comme le profil de Einasto (1965) plus correct et précis au centre (d'après Kravtsov & Borgani, 2012). Un profil de pression, permettant de paramétrer une pente centrale, est le gNFW (generalised NFW, Nagai et al., 2007) :

$$P(r) = \frac{P_0}{(r/r_s)^\gamma [1 + (r/r_s)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (1.19)$$

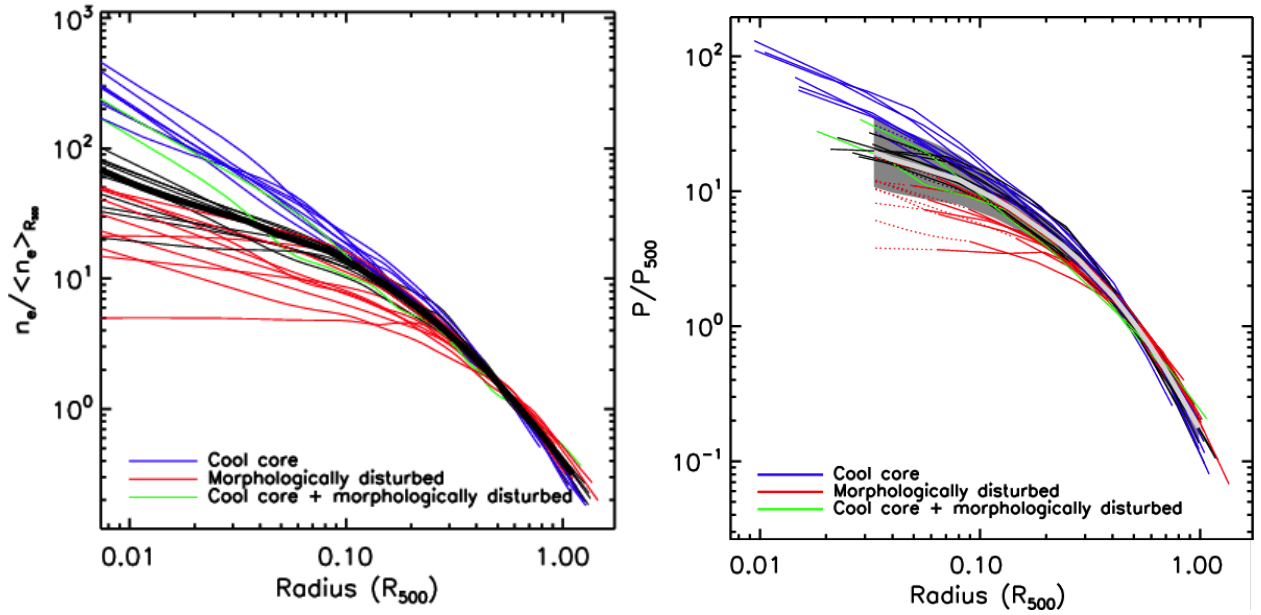


FIGURE 1.7 : Profils de densité électronique n_e (Gauche) et pression P (Droite) renormalisés à R_{500} , de l'échantillon REXCESS. La ligne noire montre la moyenne des profils et, à droite, l'enveloppe grise représente la dispersion à 1σ . Le code couleur correspond à la distinction CC (bleu) et NCC (rouge) expliquée pour les profils de température (voir Sec. 1.3.1.3). En vert sont les amas avec une morphologie perturbée mais présentant un coeur froid. Figure reproduite de [Arnaud et al. \(2010\)](#).

où P_0 est la normalisation de la pression et γ , α et β sont les pentes interne, intermédiaire et externe, respectivement.

La Fig. 1.7 illustre à gauche des profils de densité et à droite des profils de pression, de l'échantillon REXCESS ([Croston et al., 2008](#); [Pratt et al., 2009](#); [Arnaud et al., 2010](#)) de 33 amas locaux ($z \leq 0.2$). On remarque qu'à partir d'un certain rayon ($\sim 0.3 R_{500}$) les profils des amas semblent suivre un profil similaire (ligne noire sur la Fig. 1.7). Au centre, les profils des amas se dispersent autour de ce profil moyen : les amas avec un centre froid et présentant une morphologie symétrique ont une densité et une pression supérieures, tandis que les amas avec un centre plus chaud et une morphologie perturbée ont une densité et une pression plus faibles au coeur de l'amas.

La raison de cette dichotomie est la présence de processus physiques, appelés "phénomènes de rétroaction" (voir Sec. 1.3.2), qui s'oppose à l'accrétion du gaz vers le centre du halo. Ils expulsent le gaz du centre en direction de la périphérie de l'amas (baisse de la densité et de la pression au centre et excès à plus grand rayon pour les courbes rouges de la Fig. 1.7). Ces processus ne sont pas liés à la gravitation et ils n'ont pas de symétrie sphérique, ils perturbent donc la morphologie de l'amas. Ces processus réchauffent le centre de l'amas, c'est la raison pour laquelle ceux ayant un centre froid (courbes bleues et vertes de la Fig. 1.7) présentent une forte pression et une forte densité au centre, contrairement aux amas perturbés.

1.3.1.3 Température

La plus simple modélisation de la température du gaz intra-amas est un modèle isotherme. Cependant, les observations en rayons X ont montré que l’hypothèse isotherme du gaz n’était pas vérifiée (ex : [Ettori & Fabian, 1999](#); [Churazov et al., 2003](#)). En considérant que le gaz intra-amas se comporte comme un gaz parfait ($P = nk_B T$), les premiers profils de température considéraient un modèle polytropique du gaz ([Finoguenov et al., 2001](#); [Pratt & Arnaud, 2002](#)) : la pression du gaz est reliée à sa densité par une loi $P \propto \rho_g^\gamma$ où γ est l’indice polytropique. Le profil de température peut donc être exprimé comme suit :

$$T(r) \propto n(r)^{\gamma-1} \quad (1.20)$$

où un indice $\gamma = 1$ signifie un comportement isotherme du gaz et un indice $\gamma = 5/3$ un comportement adiabatique. Par exemple, [Pratt & Arnaud \(2002\)](#) trouvent une valeur de $\gamma = 1.07 \pm 0.01$ pour A1413. Néanmoins, ce modèle échoue à représenter la diversité des profils de température des amas de galaxies ([De Grandi & Molendi, 2002](#)).

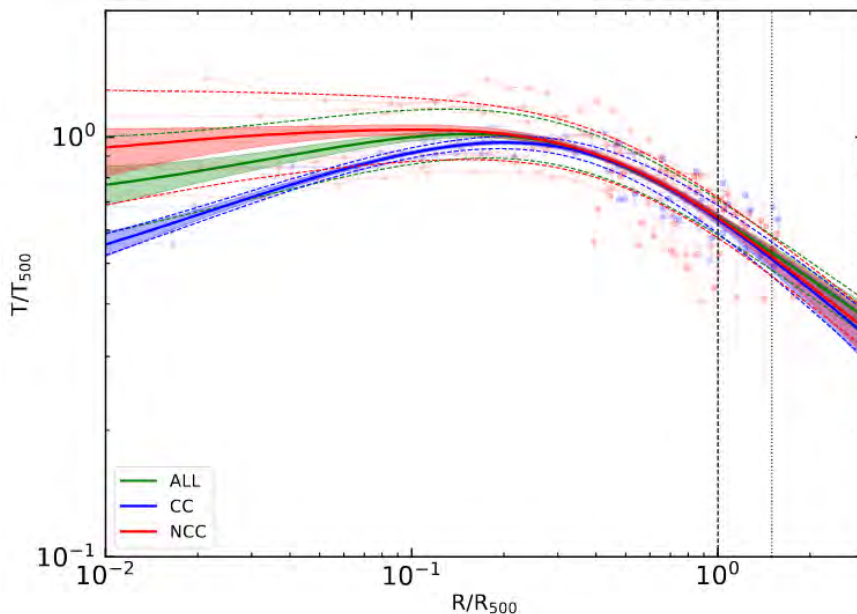


FIGURE 1.8 : Profils de températures, renormalisés à R_{500} et T_{500} , d’amas de galaxies de l’échantillon X-COP divisés en catégories : CC en bleu, NCC en rouge et tout l’échantillon en vert. Les enveloppes montrent les écarts-types à 1σ . Figure reproduite de [Ghirardini et al. \(2019\)](#).

En effet, il y a une chute des températures au centre des amas due à un courant de refroidissement. [Fabian \(1994\)](#) explique que les quantités de gaz tombant au centre du puits de potentiel du halo se refroidissent par l’émission *Bremsstrahlung*, proportionnellement au carré de la densité du gaz (Eq. 1.12). Cette dernière s’élève fortement au centre de l’amas ($\gtrsim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$). La relation entre le courant de refroidissement de matière, $\frac{dM}{dt}$, et la luminosité du gaz est donnée par ([Peterson et al., 2003](#)) :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2}{5} \frac{\mu m_p L}{k_B T} \quad (1.21)$$

avec L la luminosité bolométrique, qui est l'intégrale de la densité spectrale de puissance ϵ (Eq. 1.12) sur le volume de l'amas et sur toutes les longueurs d'ondes. La fonction de refroidissement $\Lambda(T, Z_i)$ (Boehringer & Hensler, 1989; Sutherland & Dopita, 1993), qui est fonction de la température et des abondances chimiques de l'ICM, est définie par $\epsilon = n^2 \Lambda(T, Z_i)$. Ainsi, à partir de l'équation 1.21, on obtient le temps de refroidissement du coeur de l'amas :

$$t_{cool} = \frac{5 n k_B T}{2 n^2 \Lambda} \quad (1.22)$$

qui est égale au quotient de l'enthalpie de l'ICM sur la perte en énergie de celui-ci par radiation (Peterson & Fabian, 2006).

Pour des valeurs de températures, densités et abondances caractéristiques des amas de galaxies, on trouve un temps de refroidissement inférieur au temps caractéristique de notre Univers observable ($t_{cool} < t_H$ où $t_H = H_0^{-1}$ est le temps de Hubble). Ainsi tous les amas devraient présenter des courants de refroidissement avec une chute des températures en leur centre, mais cette caractéristique est observée pour 50 % à 70 % des amas (Peres et al., 1998; Santos et al., 2010). Les observations indiquent que des phénomènes d'origines non-gravitationnelles apportent de l'énergie dans l'ICM et perturbent ces courants de refroidissement (Peterson & Fabian, 2006).

On distingue ainsi deux populations (Molendi & Pizzolato, 2001; Rossetti & Molendi, 2010) : les amas à coeur froid (CC pour *Cool-Core*), aussi dit "relaxés", où on observe une chute en température au centre de l'amas, et les amas à coeur non-froid (NCC pour *Non Cool-Core*), aussi dit "perturbés", qui présente un profil de température plus plat au centre (voir Fig. 1.8). Pour modéliser ces deux populations, Vikhlinin et al. (2006) propose de rajouter un terme T_{cool} (voir Allen et al., 2001) au profil de température qui suit un β -modèle modifié. Ce terme est fonction d'un rayon de coeur, inférieur au rayon d'échelle du β -modèle. Les observations montrent qu'au-delà d'un rayon de refroidissement ($\sim 0.3 R_{500}$) le profil de température de l'ICM suit le modèle prédit par l'effondrement sphérique (ex : Ghirardini et al., 2019).

Les mesures de profils de température à plus grand rayon, jusqu'au rayon du viriel, montrent que ceux-ci suivent les prédictions des simulations hydrodynamiques cosmologiques. Cela est vérifié pour les amas massifs relaxés (ex : Abell 2204, Reiprich et al., 2009) ou pour les amas perturbés (ex : Abell 3158, Whelan et al., 2022) comme pour les groupes de galaxies (ex : UGC 03957, Thölken et al., 2016).

1.3.1.4 Entropie

Une autre quantité importante pour l'étude thermodynamique du gaz intra-amas est l'entropie. Pour les amas de galaxies, la quantité utilisée est la "pseudo-entropie" définie par Voit (2005) :

$$K(r) = \frac{k_B T(r)}{n_e(r)^{2/3}} \quad (1.23)$$

Cette pseudo-entropie K est reliée à l'entropie spécifique du gaz : $s = -k_B \ln K^{3/2} + s_0$ (voir Voit, 2005, pour un calcul détaillé). Elle fait intervenir deux quantités mesurables : le profil de température $T(r)$ et celui de densité électronique $n_e(r)$. Cette dernière se retrouve

à partir de la densité du gaz si on considère le gaz entièrement ionisé ($n_e \approx 1.2 \times n_i$ et $n \approx 1.92 \times n_e$, Voigt & Fabian, 2006).

Voit (2005) montre par des simulations numériques que, dans le cas du modèle de l’effondrement sphérique uniquement soumis aux effets gravitationnels, le profil d’entropie est de la forme $K \propto r^{\sim 1.1-1.2}$. Les écarts du profil par rapport à cette relation sont dus aux processus de “rétroaction”, qui sont non-adiabatiques (voir Sec. 1.3.2 et Sec. 1.3.3). L’entropie intègre l’effet de ces processus dans l’ICM tout au long de la formation du groupe ou de l’amas de galaxies. Ainsi, on peut étudier l’historique de ces processus en mesurant des profils d’entropie pour des échantillons de groupes et amas de galaxies à des *redshifts* différents.

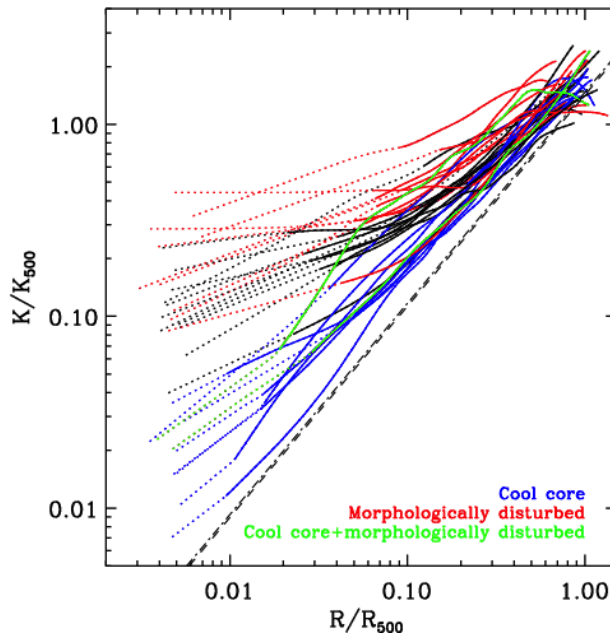


FIGURE 1.9 : Profils d’entropie renormalisés à R_{500} et K_{500} , de l’échantillon REXCESS. Les lignes pleines montrent les profils dérivés directement des mesures. Les lignes en pointillés montrent l’extrapolation des profils dans les régions centrales. En bleu sont représentés les amas CC, en rouge les amas NCC et en vert les amas CC qui présentent néanmoins des perturbations morphologiques. La ligne noire en traits tirés montre le profil de Voigt (2005). Figure reproduite de Pratt et al. (2010)

La Fig. 1.9 montre les profils d’entropie de l’échantillon REXCESS, avec le code couleur : bleu pour les amas relaxés et rouge pour les amas perturbés. Les amas CC se rapprochent distinctement d’un profil uniquement gouverné par la gravitation, comme modélisé par Voit (2005). Les amas perturbés s’en éloignent d’autant plus que les effets des processus de rétroaction sont importants.

Les processus de rétroaction (voir Sec. 1.3.2) au coeur de l’amas sont non-adiabatiques et sont tracés dans le profil d’entropie. Ce dernier intègre tous ces effets indistinctement. Un des moyens pour différencier et quantifier l’impact des processus à l’oeuvre dans les amas de galaxies est l’utilisation de simulations numériques cosmologiques (voir Sec. 3.2). Modéliser les phénomènes non-gravitationnels dans ces simulations est un enjeu important à l’heure actuelle (voir Oppenheimer et al., 2021, pour une revue). Ainsi, la modélisation des courants

de refroidissement (Fabian et al., 2022) et aussi de phénomènes de rétroaction (voir Sec. 1.3.2 et Sec. 1.3.3), dans les simulations numériques cosmologiques, permet de mieux recouper les prédictions de ces simulations avec les observations (voir Fig. 1.10).

1.3.2 Rétroaction des AGN

Les phénomènes physiques injectant de l'énergie dans le gaz intra-amas proviennent de sources multiples. Nous nous concentrons ici sur la rétroaction amenée par les noyaux actifs de galaxies (AGN pour *Active Galactic Nuclei*).

Au centre des amas, les observations révèlent la présence de galaxies très brillantes (BCG pour *Brightest Cluster Galaxy*). Elles hébergent en leur centre un trou noir supermassif (SMBH pour *Supermassive Black Hole*) accrétant de la matière (Fabian & Rees, 1995). Ce dernier est appelé un noyau actif de galaxies (AGN), qui interagit avec l'ICM par l'intermédiaire de deux modes (Fabian, 2012) :

- Un **mode radiatif** ou “**vent d'AGN**” créé par le rayonnement du disque d'accrétion de l'AGN. Pendant des phases de forte accrétion la luminosité du disque augmente et forme des vents radiatifs. Ceux-ci engendrent une pression radiative expulsant le gaz de la galaxie hôte et diminuant ainsi le courant de refroidissement Silk & Rees (1998). Ce phénomène réchauffe le gaz au centre de l'amas et stoppe la formation d'étoiles dans les galaxies de l'amas (Sturm et al., 2011). Ce mécanisme de rétroaction est surtout observé dans les proto-amas en formation à haut *redshift* ($2 \leq z \leq 5$) aux premiers stades d'évolution de l'AGN central (Hasinger et al., 2005). C'est ce mécanisme qui est principalement modélisé dans les simulations cosmologiques (voir Sec. 3.2) pour tenir compte de la rétroaction des AGN (Springel et al., 2005; Schaye et al., 2010).
- Un **mode cinétique** créé par le jet supersonique de l'AGN quand celui-ci est à un stade plus avancé. Ainsi, ce mode de rétroaction est principalement observé sur les amas à plus faible *redshift* ($0 \leq z \leq 2$). Le gaz s'effondre au centre de l'amas par gravitation, alimentant l'AGN, tandis que les jets repoussent violemment le gaz, jusqu'à quelques centaines de kpc (Simionescu et al., 2012), créant ainsi des cavités de gaz chaud (voir Fig. 1.11). Ces jets créent ainsi des chocs quand il rencontre le gaz en effondrement gravitationnel. L'énergie mécanique de ces chocs est transférée sous forme d'énergie thermique centre de l'amas, par de la turbulence qui dissipe de la chaleur à cause de la viscosité du gaz (Zhuravleva et al., 2015, 2018; Kunz et al., 2022). Ce mécanisme contrebalance les courants de refroidissement (McNamara & Nulsen, 2007, 2012), et régule l'accrétion du gaz dans la partie centrale de l'amas (“rétroaction négative”, Gaspari et al., 2020).

1.3.3 Enrichissement chimique

Le gaz intra-amas est principalement composé d'hydrogène et hélium, produit lors de la nucléosynthèse primordiale. Cependant, les premières observations en rayons X de l'amas de Persée (Mitchell et al., 1976) ont montré que l'ICM était également riche en fer. Il est enrichi en éléments chimiques plus lourds par trois sources (Mernier et al., 2018a; Mernier & Biffi, 2022) : les supernovae de type Ia (SN-Ia), les supernovae à effondrement de coeur (SN-cc) et les étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB pour *Asymptotic Giant Branch*).

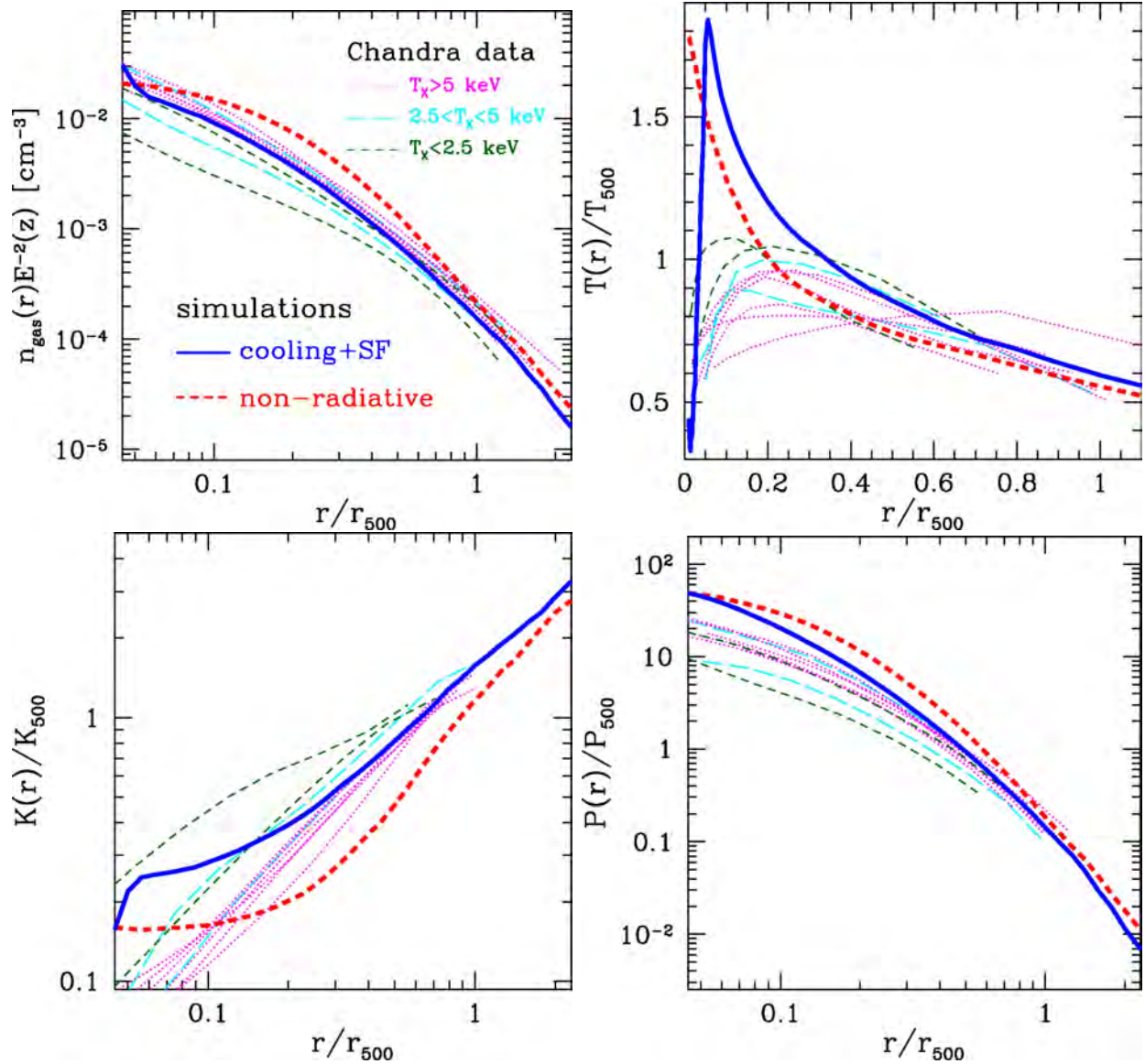


FIGURE 1.10 : Comparaison entre des profils thermodynamiques d'amas simulés numériquement et des profils obtenus à partir d'observations en rayons X. Les profils simulés numériquement sont en rouge, avec seulement les processus gravitationnels, et en bleu, en ajoutant les courants de refroidissement et la formation d'étoiles. Les autres profils sont obtenus par des observations de [Vikhlinin et al. \(2006\)](#), avec un code couleur par rapport à la température mesurée : en vert, $T < 2.5 \text{ keV}$, en cyan, $2.5 \text{ keV} < T < 5 \text{ keV}$ et en rose, $T > 5 \text{ keV}$. Figure reproduite de [Nagai et al. \(2007\)](#)

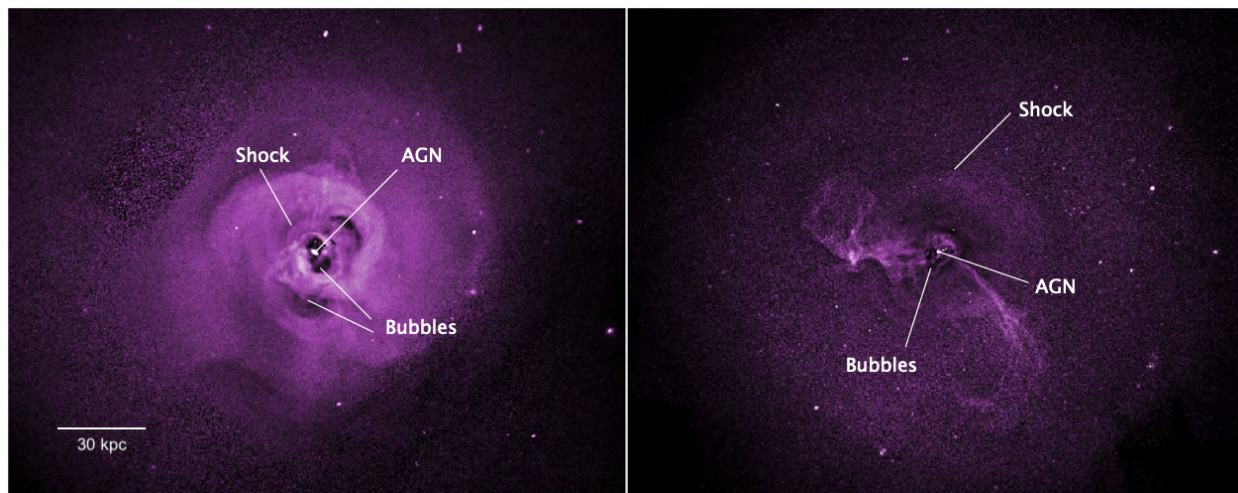


FIGURE 1.11 : Observations en rayons X des amas de galaxies de Persée (Gauche) et de la Vierge (Droite). La position de l’AGN central, les cavités (*bubbles*) créées par les jets et la position du choc supersonique avec l’ICM, sont indiquées sur l’image. Figure reproduite de [Simionescu et al. \(2019\)](#).

Les éléments de numéro atomique inférieur à 7 (azote) sont principalement produits par nucléosynthèse stellaire dans les étoiles AGB. Les éléments entre les numéros atomiques 8 (oxygène) et 20 (calcium) sont produits dans les étoiles massives et apportés par les SN-cc. Tandis que les éléments plus lourds que le calcium sont produits lors des explosions de SN-Ia. Les proportions de chacun de ces processus sont modélisées (voir [Mernier et al., 2017](#)). L’étude des abondances relatives (voir Fig. 1.12) entre les éléments chimiques permet de contraindre ces modèles.

Au cours du temps, ces processus enrichissent en éléments chimiques le milieu inter-galactique (IGM pour *Intra-Galactic Medium*) des galaxies de l’amas. Plusieurs phénomènes dynamiques, de l’IGM et de l’ICM, transportent une partie de ces éléments chimiques dans le gaz intra-amas : comme par exemple, les rétroactions dues aux AGN ou bien le ballonnement (“*sloshing*”) du gaz ([Simionescu et al., 2010](#)) ou encore l’arrachement du gaz des galaxies par la pression dynamique (“*ram-pressure stripping*”) de l’ICM ([Durret et al., 2022](#)). De plus, les supernovae participent à contrebalancer les courants froids du gaz intra-amas (processus de rétroaction par les supernovae, [Domainko et al., 2004](#)). L’énergie mécanique des explosions d’étoiles créent de la turbulence qui dissipent de l’énergie thermique et réchauffent l’ICM.

Les éléments chimiques apportés restent dans l’ICM, pendant que l’amas évolue au cours du temps, et tracent les mouvements du gaz intra-amas. Ainsi, l’étude des abondances chimiques permet également d’étudier tous ces phénomènes dynamiques dans le gaz intra-amas (voir [Simionescu et al., 2019](#), pour une revue). Il faut cependant pouvoir faire des mesures d’abondances chimiques résolue spatialement pour mener ces études.

1.4 Observations des amas de galaxies

Il est nécessaire d’observer les amas de galaxies dans plusieurs longueurs d’onde pour les étudier. Chaque bande du spectre électromagnétique permet d’accéder à certaines caracté-

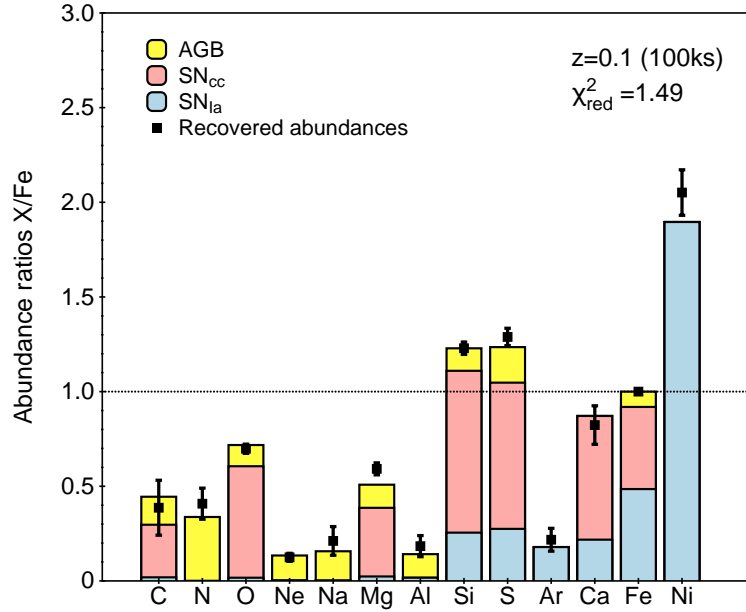


FIGURE 1.12 : Rapports des abondances moyennes par rapport à Fe , à l’intérieur de R_{500} d’un amas de galaxies simulée numériquement se trouvant à $z = 0.1$, retrouvés avec des observations simulées du X-IFU de 100 ks par [Cucchetti et al. \(2018a\)](#). Les rapports des abondances du modèle ajusté aux observations sont représentés par un histogramme, où les contributions de chaque processus d’enrichissement chimique sont représentées par un code couleur : SN-Ia en bleu, SN-cc en rose et AGB en jaune. Les carrés noirs, avec leur barres d’erreurs, correspondent aux mesures des abondances. Figure reproduite de [Mernier et al. \(2020\)](#).

ristiques des amas de galaxies en général, ou de l’ICM en particulier. Par exemple, la masse des amas de galaxies est rarement une quantité physique mesurée directement des observations. Elle est souvent obtenue après la mesure d’autres caractéristiques de l’amas, comme la température, le profil de brillance, la pression, etc.

- **En visible**

Observer les amas de galaxies en visible permet de voir les étoiles dans les galaxies. Le nombre de galaxies dans l’amas est appelé la richesse de l’amas. La morphologie des galaxies donne des informations sur l’âge de ces dernières : par exemple, les galaxies spirales jeunes vont évoluer vers des galaxies elliptiques, plus vieilles. La couleur des galaxies informe sur son taux de formation d’étoiles. Les galaxies rouges forment peu d’étoiles tandis que les galaxies bleues en forment beaucoup. Ces dernières se trouvent principalement en périphérie de l’amas. Au fur et à mesure que les galaxies tombent dans le puits de potentiel de l’amas, les interactions avec l’amas stoppent leur processus de formation d’étoiles (“*star formation quenching*”). Elles deviennent alors de plus en plus rouges, c’est ce que l’on appelle la séquence rouge (*red sequence*, [Stott et al., 2009](#)). Mesurer la dispersion de vitesse des galaxies dans l’amas permet également d’estimer la distribution de masse de l’amas (ex : [Amodeo et al., 2018](#)). L’observation en optique est aussi utilisée pour faire du lentillage gravitationnel. La masse de l’amas de galaxies courbe l’espace autour de lui. Cette courbure va agir comme une lentille optique sur la

lumière des galaxies (ou autres amas) d'arrière-plan (ex : [Soucail et al., 1987](#)). Dans le cas de forte masse et de forte courbure, typiquement dans le coeur des amas, on parle de lentillage fort. Des arcs et des images multiples des galaxies d'arrière-plan sont visibles. Dans le régime de lentillage faible, moins spectaculaire, on mesure de subtiles distorsions dans les images des galaxies. L'effet de lentillage gravitationnel faible donne une mesure directe de la masse de l'amas de galaxies ([Umetsu et al., 2014](#)).

- **En sub-millimétrique**

Une autre méthode d'observation des caractéristiques physique des amas se fait grâce à l'effet Sunyaev-Zeldovich (SZ, [Sunyaev & Zeldovich, 1972](#)). L'effet SZ est la diffusion Compton inverse par les électrons de haute énergie de l'ICM sur les photons du CMB. Cet effet modifie alors les longueurs d'onde des photons proportionnellement à la pression du gaz intra-amas le long de la ligne de visée. L'avantage de l'effet SZ est que la brillance de surface de l'observation est indépendante du *redshift*. Cependant, elle intègre les effets de tous les amas rencontrés le long de la ligne de visée. Le flux des observations SZ est dépendant de la surface angulaire d'observation, et donc de la distance de l'amas, mais la sensibilité des observatoires actuels permet d'étudier des proto-amas à haut *redshift* ($z \geq 2$, [Di Mascolo et al., 2023](#)).

- **En radio**

Le principal processus d'émission radio des amas de galaxies (voir [Ferrari et al., 2008](#); [Feretti et al., 2012](#), pour une revue) provient de l'émission synchrotron produite par l'interaction entre les électrons relativistes du gaz intra-amas avec un champ magnétique. Ce rayonnement est donc non-thermique, à la différence du rayonnement thermique en rayons X. Deux sources principales d'ondes radio sont observées dans les amas de galaxies. Les reliques radio sont dues aux chocs produits lors des fusions de groupes ou amas. Elles sont situées en périphérie des amas (zones de chocs) et sont souvent en forme d'arc (ex : [Kunz et al., 2022](#)). Les halos radio sont situés au sein des amas. Ils sont parfois restreint au coeur des amas ("mini-halo") mais peuvent s'étendre de larges zones ($\sim 1\text{-}2$ Mpc). Ils sont caractérisés par une faible brillance ($\sim 0.1 \mu\text{Jy}/\text{arcsec}^2$ à 1.4 GHz, [Vacca et al., 2022](#)). En plus de ces sources, les cavités formées par les jets d'AGN (voir Fig. 1.11) dans l'ICM sont visibles en radio par émission synchrotron.

- **En rayons X**

Les observations des amas de galaxies en rayons X fournissent des informations sur la physique des amas et notamment la thermodynamique de l'ICM (ex : [Sarazin, 1986](#); [Böhringer & Werner, 2010](#); [Sanders, 2023](#)). L'étude de la brillance de surface trace la distribution de densité du gaz intra-amas projetée le long de la ligne de visée. Les fluctuations de la brillance de surface mesurent les fluctuations de densité potentiellement générées par les mouvements turbulents du gaz (ex : [Dupourqué et al., 2023](#)). L'ajustement du spectre de l'émission avec des modèles d'émissions de plasmas ionisés permet de mesurer très précisément la température et les abondances des éléments chimiques du gaz intra-amas (voir [Arnaud, 1996](#)). La résolution des observatoires actuels permet d'étudier l'abondance de certains éléments chimiques, en mesurant l'intensité des raies d'émission par rapport au continuum. En revanche, l'étude de la turbulence de l'ICM, par mesure du décalage du centroïde des raies ou bien de leur élargissement

(ex : [Cucchetti et al., 2019](#)), demande une résolution de quelques eV maximum.

1.5 Les groupes de galaxies distants

La définition d'un groupe de galaxies n'est pas une notion universelle. Dans le modèle auto-similaire, la masse et la température sont liées par une relation d'échelle (Tab. 1.1). Suivant l'objet de leur étude, certains articles font la distinction en fonction de la masse (ex : [Sun et al., 2009](#); [Lovisari et al., 2021](#)) avec : $M_{galaxies} < 10^{12} M_{\odot}$, $10^{12} M_{\odot} < M_{groupe} < 10^{14} M_{\odot}$ et $M_{amas} > 10^{14} M_{\odot}$. D'autres distinguent les groupes par rapport à la température du gaz intra-amas avec par exemple $k_B T \leq 1$ keV (ex : [Mernier & Biffi, 2022](#)) ou $k_B T \leq 2$ keV (ex : [Mulchaey, 2000](#); [Zou et al., 2016](#)). Dans la suite de ce manuscrit, nous prendrons la définition d'un groupe de galaxies comme ayant une masse, comprise dans une sphère de rayon R_{500} , de $10^{13} M_{\odot} < M_{500} < 10^{14} M_{\odot}$.

Les groupes de galaxies ne doivent pas être vus comme une version réduite d'amas massifs. Ils sont, en effet, un laboratoire adéquat pour l'étude des phénomènes non-gravitationnels dans les halos de matière. En raison d'un potentiel gravitationnel moins élevé que les amas, les groupes subissent d'autant plus les effets de rétroaction des AGN et supernovae, qui sont indépendants de la taille du halo ([McCarthy et al., 2010](#); [Eckert et al., 2021](#)). Cela se remarque dans l'étude des profils d'entropie des groupes de galaxies. Ils sont plus élevés et plats au centre par rapport aux amas plus massifs ([Finoguenov et al., 2007](#)). Cela montre un impact plus important au centre des groupes du chauffage non-gravitationnel par les AGN, par rapport aux amas plus massifs.

La mesure des abondances des éléments chimiques est également essentielle pour l'étude des groupes de galaxies. L'enrichissement chimique global de l'Univers local est similaire pour les groupes et amas de galaxies ([Mernier et al., 2018b](#)). Les vents galactiques provoqués par les phénomènes de rétroaction des AGN (voir Sec. 1.3.2) dans les groupes et amas dispersent les éléments chimiques au sein de l'ICM ([Simionescu et al., 2008](#)). Les observations montrent que les profils radiaux d'abondances chimiques sont plus plats (moins élevés au centre et plus élevés à haut rayon) pour les groupes de galaxies que pour les amas ([Mernier & Biffi, 2022](#)). Cela illustre que les processus de rétroaction, plus importants dans les groupes, ont un fort impact sur la distribution des éléments chimiques au sein de l'ICM. Ainsi, l'analyse des profils d'abondances permet également d'étudier les rétroactions d'AGN et supernovae ([Gastaldello et al., 2021](#)).

Pour ces raisons, les groupes de galaxies sont considérés comme des laboratoires de la physique baryonique du gaz intra-amas (ex : [Sun, 2012](#)). Mesurer l'impact des phénomènes non-gravitationnels, et en particulier les phénomènes de rétroaction, sur les observations en rayons X des groupes de galaxies est crucial. Cela permettra de mieux représenter ces effets pour les observations ultérieures, et sur les amas plus massifs par exemple.

Le modèle de construction hiérarchique des structures suggèrent que les amas massifs actuels, et leurs galaxies membres, ont connu une phase de formation rapide à $z \gtrsim 2$ ([Kravtsov & Borgani, 2012](#)). Cette phase a un fort taux de formation stellaire (voir Fig. 1.13), où l'essentiel des étoiles dans les galaxies des amas a été formé. A cette époque, la plupart des amas les plus massifs ($M > 10^{15} M_{\odot}$) de l'Univers local étaient des groupes de galaxies ($M < 10^{14} M_{\odot}$). Arriver à étudier la thermodynamique du gaz de telles structures permettrait

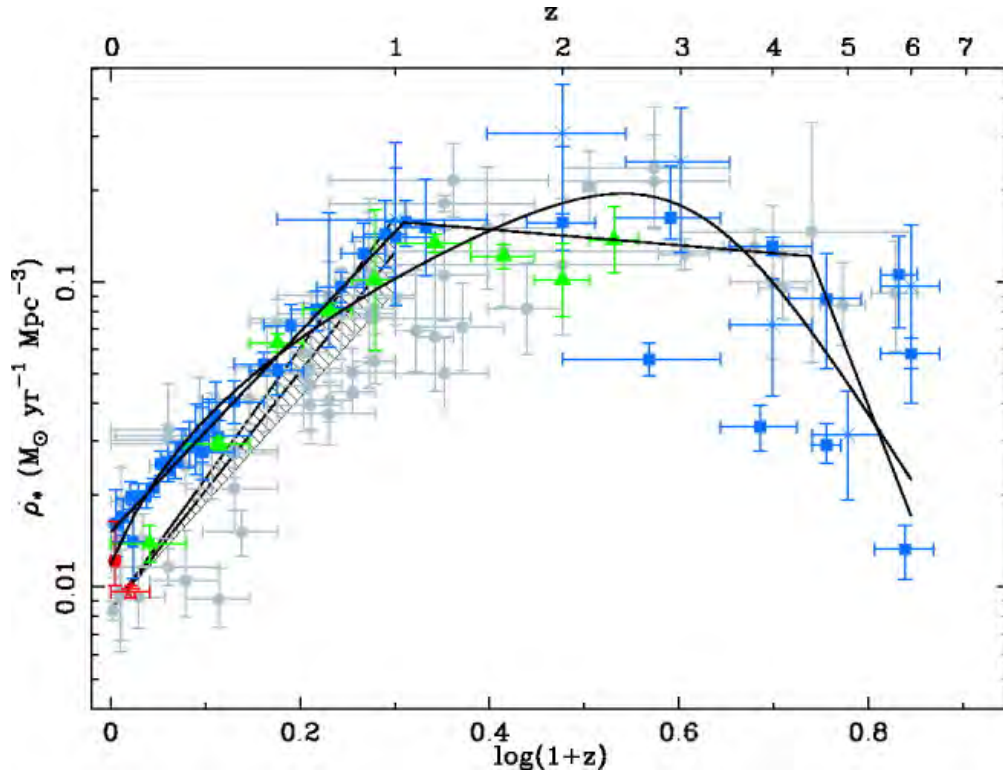


FIGURE 1.13 : Evolution de la densité du taux de formation d'étoiles en fonction du *redshift*. Le pic de formation d'étoiles se situe à $z = 2 - 3$. Figure reproduite de [Hopkins & Beacom \(2006\)](#).

de mesurer les effets non-gravitationnels dans les groupes à cette époque. Cela permettrait de mieux contraindre les modèles actuels de formation des amas de galaxies. On arrive cependant à la limite des possibilités des observatoires actuels en rayons X, pour l'étude de la thermodynamique des groupes et amas distants (ex : [Ghirardini et al., 2021](#); [Pratt et al., 2022](#)).

Chapitre 2

La mission Athena et le X-IFU

Le futur télescope spatial en rayons X de l'ESA, nommé Athena pour *Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics*, va révolutionner l'astronomie des hautes énergies. Il aura à son bord deux instruments : un imageur grand champ, le WFI (*Wide-Field Imager*) et un spectro-imageur haute résolution, le X-IFU (*X-ray Integral Field Unit*). Ce dernier tire partie de la technologie des micro-calorimètres supraconducteurs TES fonctionnant à 50 mK. Ce chapitre présente le futur satellite Athena et en particulier l'instrument X-IFU. Je focalise ma description sur les détecteurs et la chaîne de détection qui sont au centre de mon travail de thèse.

2.1 Astronomie en rayons X

2.1.1 Bref historique

L'astronomie en rayons X est une discipline très récente, qui n'a commencé qu'à la fin des années 1940. Parce que les rayons X n'atteignent pas la surface de la Terre à cause de l'opacité de l'atmosphère dans cette longueur d'onde (voir Fig. 2.1), il faut les observer depuis l'espace. En 1962, l'équipe de Riccardo Giacconi observe la première source de rayons X extra-solaires, Scorpius X-1¹ (Giacconi et al., 1962). Cette observation valut à Giacconi le prix Nobel en 2002 et marque l'avènement de l'astronomie en rayons X (voir Santangelo et al., 2023, pour une revue).

Le premier satellite d'observation en rayons X, appelé "UHURU", est lancé par la NASA le 12 décembre 1970. Il observa le premier pulsar, étoile à neutrons en rotation (Centaurus X-3) et le premier trou noir (Cygnus X-1²). Il fit la première observation de l'amas de galaxies de

¹Sco X-1 est une binaire X (étoile à neutrons accrétant une étoile compagnon) qui se trouve être la source astrophysique X ayant la plus grande luminosité apparente après le Soleil.

²UHURU permit déterminer avec précision la période de révolution de la source X de 5.6 jours, une mesure en optique de la masse de l'étoile compagnon donna une masse pour Cygnus X-1 d'au moins $6 M_{\odot}$, bien au delà de la masse critique des étoiles à neutrons : Cygnus X-1 ne peut être qu'un trou noir.

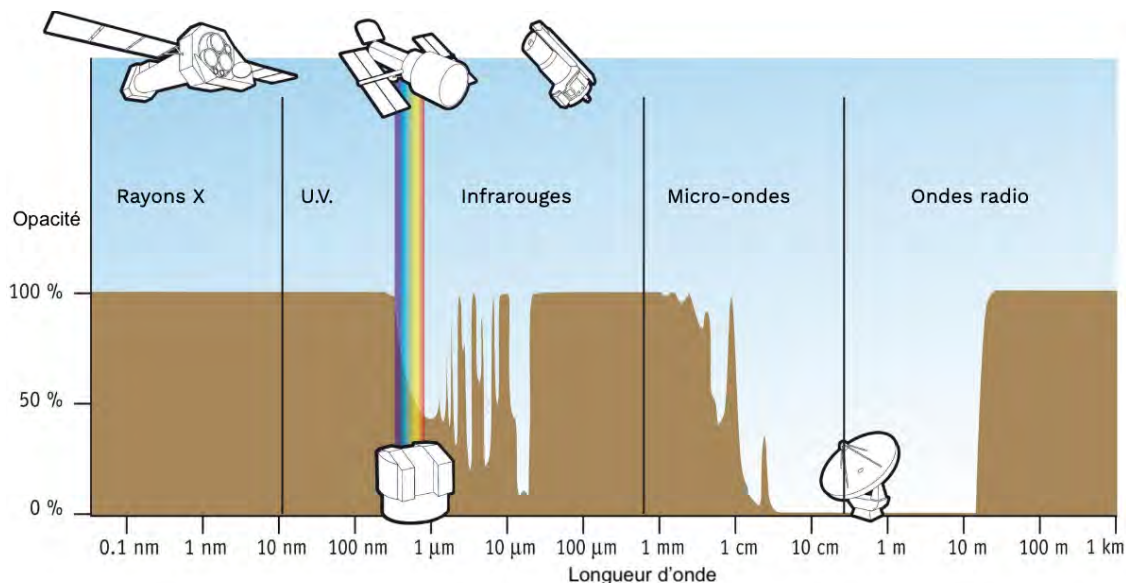


FIGURE 2.1 : Opacité de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde du rayonnement. Figure adaptée de l'image : <https://ecuip.lib.uchicago.edu/multiwavelength-astronomy/images/infrared/history/transmission-page.jpg>.

la Vierge (Kellogg et al., 1971). Le satellite anglo-américain “Ariel-V”, lancé le 15 octobre 1974, a pu observer le complexe Lyman du Fer ($Fe-K$) dans le spectre d'émission de l'ICM de l'amas de Persée (Mitchell et al., 1976). Le satellite *High Energy Astrophysical Observatory - 2* (HEAO-2) est lancé en 1978, renommé Einstein après son lancement. Il est le premier imageur en rayons X, grâce à plusieurs compteurs proportionnels à gaz sensibles à la position, mais surtout parce qu'il était équipé du premier système de focalisation des rayons X (Fig. 2.2) : une optique à incidence rasante de type Wolter-I (Wolter, 1952).

Durant deux décennies plusieurs missions spatiales ont ainsi observés des milliers de nouvelles sources astrophysiques en rayons X, avec par exemple : ROSAT (Truemper, 1982) ou BeppoSAX (Boella et al., 1997). Chaque mission développant de plus en plus les caractéristiques principales des instruments : la sensibilité des détecteurs, la résolution spatiale et la résolution en énergie (Santangelo et al., 2023). Mais la révolution a eu lieu à la fin des années 1990, avec l'arrivée des CCD (*Charge-Coupled Devices*) et des spectromètres haute-résolution par réseau de diffraction.

2.1.2 Les observatoires actuels

En 1999, deux missions spatiales sont lancées : le satellite américain “Chandra” (Weisskopf et al., 2000) et le satellite européen “XMM-Newton” (Jansen et al., 2001). Les deux télescopes observent dans la bande des rayons X mous, et sont toujours opérationnels à ce jour. Après plus de 20 ans de fonctionnement, XMM-Newton et Chandra ont révolutionné l'astrophysique des hautes énergies en rayons X, et plus particulièrement l'étude des groupes et amas de galaxies. Les capteurs CCD ont permis l'étude de la thermodynamique du gaz, ainsi que la distribution des métaux dans les amas. Les spectromètres par diffraction ont permis l'analyse de la composition chimique de l'ICM. Depuis ces deux télescopes, d'autres observatoires ont été lancés comme la mission japonaise Suzaku (Mitsuda et al., 2007) ou le télescope X

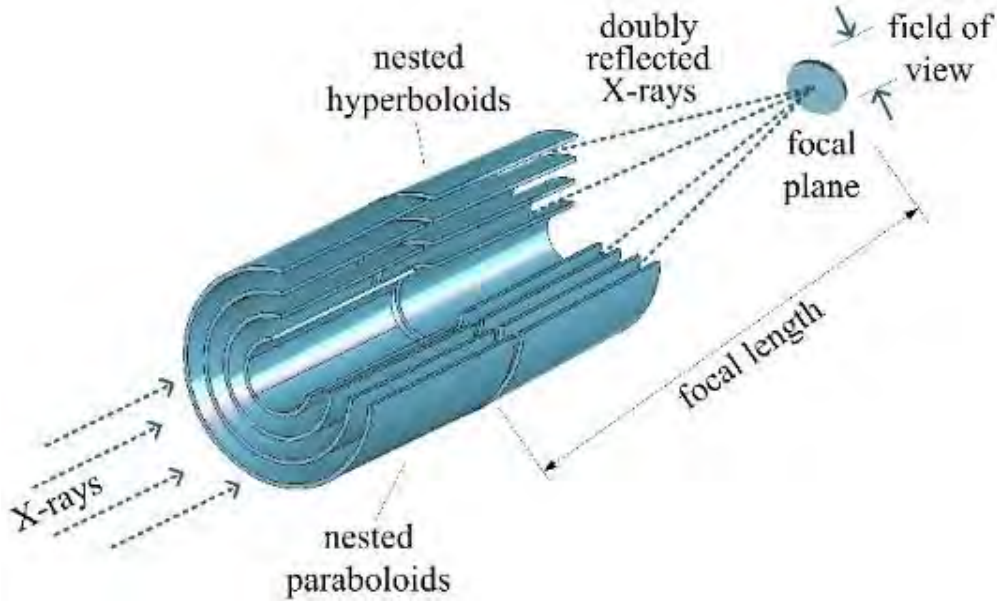


FIGURE 2.2 : Schéma d'une configuration de miroirs de Type Wolter-I. Pour focaliser les rayons X, ceux-ci sont réfléchis une première fois sur une surface parabolique, puis une seconde fois sur une surface hyperbolique. Figure reproduite de [Döhning et al. \(2015\)](#).

eROSITA ([Predehl et al., 2021](#)) à bord de l'observatoire *Spektr-RG*.

2.1.3 Les spectrographes à champ intégral en rayons X

Un spectrographe à champ intégral (*Integral Field Spectrometer*) est un imageur dont chaque pixel est un spectromètre. Dans le domaine des rayons X, la spectroscopie à haute-résolution résolue spatialement a été rendue possible avec des micro-calorimètres ([Moseley et al., 1984](#)). Ils permettent d'obtenir des résolutions exceptionnelles en énergie (≤ 10 eV dans la bande d'énergie des rayons X mous). Leur fonctionnement demande un refroidissement des détecteurs à des températures sub-Kelvin et une chaîne de lecture électronique complexe (voir Sec. 2.3.1.3).

La mission japonaise Hitomi ([Takahashi et al., 2014](#)), lancé le 17 février 2016, a été la première à utiliser des micro-calorimètres pour l'observation des rayons X, avec l'instrument SXS. Un problème technique sur le satellite a malheureusement mis fin prématurément à la mission, qui a quand même eu le temps de nous donner un aperçu des capacités sans précédent de cette technologie (Fig. 2.3). La mission de remplacement XRISM ([XRISM Science Team, 2020](#)), dont le lancement est prévu en 2023, aura à son bord l'instrument Resolve, de conception similaire à l'instrument SXS. Une résolution encore meilleure (~ 2 eV jusqu'à 7 keV) est prévue avec les TES (*Transition Edge Sensor*) de la mission Athena ([Barret et al., 2023](#)).

2.2 Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics

La mission Athena ([Barcons et al., 2017](#)), pour *Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics*, a été sélectionnée par l'agence spatiale européenne (ESA) pour sa seconde grande

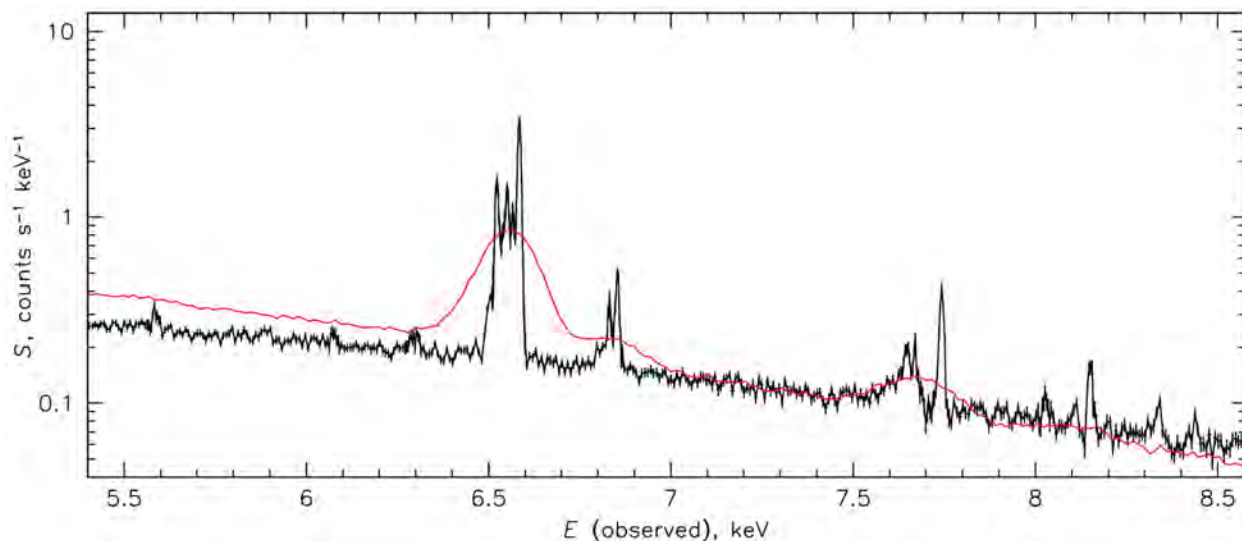


FIGURE 2.3 : En noir : spectre en énergie obtenu avec l’instrument SXS de Hitomi du coeur de l’amas de Persée moyenné sur tout le champ de vue. En rouge : spectre par le spectro-imageur XIS de Suzaku. La différence de pente entre les deux spectres est due à l’écart des surfaces efficaces des deux instruments. Figure reproduite de [Hitomi Collaboration et al. \(2016\)](#)

mission envergure du programme *Cosmic Vision*³ 2015-2025. Ce chapitre décrit le satellite Athena et plus précisément un de ces instruments : le spectro-imageur X-IFU ([Barret et al., 2023](#)), pour *X-ray Integral Field Unit*. Le X-IFU intègre des micro-calorimètres qui ont démontré leur potentiel significatif pour la spectro-imagerie en rayons X (voir Fig. 2.3), avec le satellite Hitomi ([Takahashi et al., 2016](#)).

La présentation ci-après reprend la description faite dans le cadre de la revue des exigences du système (SRR pour *System Requirements Review*) initialement prévue pour l’adoption de la mission en fin d’année 2022 ([Barret et al., 2018](#)). Cependant, un coût estimé de la mission supérieur aux budgets alloués a amené à une reformulation de la mission, désormais appelée “*NewAthena*”. Celle-ci pourrait s’écarter de la description faite ici et ses performances ré-évaluées. La reformulation n’est toutefois pas terminée au moment de l’écriture de ce manuscrit.

2.2.1 L’univers chaud et énergétique

La mission Athena a été conçue pour répondre aux questions du thème scientifique de l’univers chaud et énergétique (*The Hot and Energetic Universe*, [Nandra et al., 2013](#)) :

- Comment la matière ordinaire s’assemble-t-elle pour former les structures à grande échelle que nous voyons aujourd’hui ? (“univers chaud”)
- Comment les trous noirs se développent-ils et influencent-ils l’univers ? (“univers énergétique”)

Pour répondre aux questions du thème de l’univers chaud, Athena étudiera la formation des

³https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/ESA_s_Cosmic_Vision

groupes et amas de galaxies ainsi que leur évolution, depuis la période de forte formation stellaire ($z \sim 2$) où la plupart des amas massifs se sont constitués jusqu'à nos jours (Pointecouteau et al., 2013). Athena permettra aux astronomes d'étudier les processus physiques et thermodynamiques au sein des amas de galaxies (Ettori et al., 2013). Athena permettra de mieux contraindre les diverses sources d'énergie de l'ICM (chauffage gravitationnel, fusion d'amas, turbulences, etc.) et notamment de mieux comprendre ces processus de rétroaction dus aux AGN (Croston et al., 2013). Athena permettra également de détecter en émission le milieu intergalactique chaud (WHIM pour *Warm-Hot Intergalactic Medium*, Kaastra et al., 2013). Le WHIM est un gaz, moins chaud que l'ICM ($\sim 10^{5-7}$ K), situé dans la partie filamentaire non virialisée des amas. Les modèles cosmologiques modernes prédisent que la majorité des baryons de l'Univers se trouve dans le WHIM. Arriver à l'observer pourra aider la communauté scientifique à résoudre le problème de la masse baryonique manquante (Nicastro et al., 2018).

Quant au thème de l'univers énergétique, Athena étudiera les tout premiers trous noirs supermassifs (SMBH pour *Supermassive Black Hole*, Aird et al., 2013). Elle aidera à résoudre le mystère de la formation et l'évolution de ces trous noirs, qui ne peut être expliqué par une accrétion à un taux de la limite d'Eddington (Silk & Rees, 1998). La mission Athena étudiera l'interaction de ces SMBH avec leur environnement et notamment comment les AGN arrivent à influencer la formation stellaire de son environnement, à des périodes éloignées ($z \sim 4$ Georgakakis et al., 2013). Les capacités des instruments d'Athena permettront d'étudier les effets de l'accrétion au plus proche des SMBH (Dovciak et al., 2013; Cappi et al., 2013).

Athena est un observatoire ouvert à la communauté scientifique. Il permettra de traiter d'autres sujets astrophysiques dans la fenêtre des rayons X. Dès lors, cela concerne aussi l'étude du système solaire ou d'autres systèmes planétaires (Branduardi-Raymont et al., 2013), les processus de formation d'étoiles (Sciortino et al., 2013; Motch et al., 2013), la physique des restes de supernova (Decourchelle et al., 2013) ou bien les phénomènes transitoires comme les supernovae ou sursauts gamma (GRB pour *Gamma Ray Burst*) (Jonker et al., 2013). De plus, Athena s'inscrit dans les besoins actuels de synergies avec les observatoires multi-messagers (Piro et al., 2022).

2.2.2 Le satellite

Le futur satellite est composé d'un miroir Wolter type I (Fig. 2.2) d'environ 2.5 m de diamètre avec une distance focale de 12 m (Fig. 2.4). Il aura à son plan focal deux instruments :

- Le **WFI** pour *Wide Field Imager*, un imageur en rayons X grand champ (Sec. 2.2.3)
- Le **X-IFU** pour *X-ray Integral Field Unit*, un spectro-imageur à haute-résolution en rayons X (Sec. 2.3).

La masse totale prévue du satellite est de ~ 6 tonnes. Le télescope spatial sera lancé par une fusée Ariane 6, avec une date de lancement prévu en décembre 2035 au moment de l'écriture du manuscrit. Le télescope orbitera au point d'équilibre de Lagrange L1, entre la Terre et le Soleil⁴. En effet, les perturbations attendues à cause des particules chargées

⁴Ceci est valable pour la description d'Athena de la SRR, *NewAthena* ayant un refroidissement passif devra préférentiellement être au point de Lagrange L2.

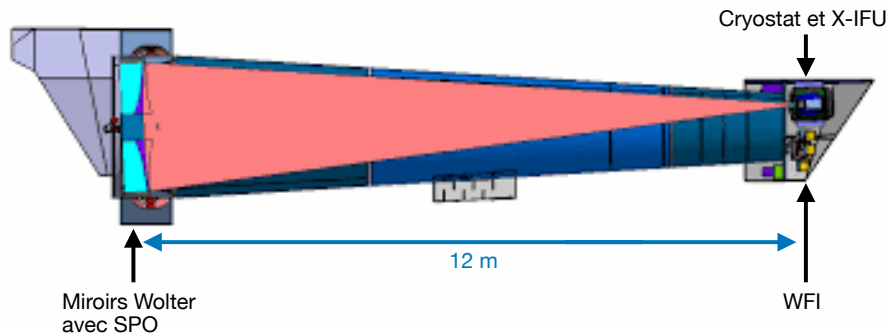


FIGURE 2.4 : Vue en coupe du télescope spatial Athena. Le triangle rose représente la focalisation des rayons X par le miroir Wolter type I sur le X-IFU. Le miroir d'Athena peut être orienté pour déplacer le point focal sur l'autre instrument du satellite, le WFI. Crédits : ESA.

du vent solaire en L1 sont moindres que celles dues aux particules de la magnétogaine (*magnetosheath*) en L2 (Lotti et al., 2021). La mission est initialement prévue pour 4 ans, avec une extension possible à 10 ans. Elle effectuera des observations allant de quelques ks jusqu'à plusieurs Ms. Mais elle aura également la possibilité de répondre rapidement (≤ 4 h) à des cibles d'opportunités (ToO pour *Target of Opportunity*) imprévues comme les sources transitoires (ex : supernova, GRB, etc).

2.2.2.1 Le miroir

Comme la plupart des missions X actuelles, l'optique d'Athena utilisera la réflexion en incidence rasante pour focaliser les rayons X. Le miroir Wolter de type I est composé de deux étapes de réflexion, l'une sur une surface de type parabolöide et une seconde de type hyperbolöide (Fig. 2.2). Le miroir d'Athena, d'un diamètre d'environ 2.5 m pour une distance focale de 12 m, est la plus grande optique en rayons X jamais réalisée (Bavdaz et al., 2021).

Il se compose de plus de 600 modules alignés avec précision vers un même foyer (Fig. 2.5). Chaque module possède plus de 100 plaques réfléchissantes, pour un total de $\sim 100\,000$ plaques (Collon et al., 2018), ayant une courbure précise en fonction de leur position radiale. L'ensemble du miroir est monté sur un support mécanique pivotant, appelé MMA (*Movable Mirror Assembly*), permettant de déplacer le point focal d'un instrument à l'autre. Ainsi chacun des instruments bénéficie d'une surface collectrice sans précédent, au prix d'une utilisation non simultanée.

Le MMA permet en outre de défocaliser le miroir pour l'observation de sources extrêmement brillantes avec des flux $\simeq 1$ Crab⁵. En effet, la qualité de reconstruction de l'énergie du photon incident par l'instrument X-IFU est dépendante du temps de séparation d'arrivées des photons sur un pixel (voir Sec. 2.3.4.2). Réduire le taux de comptage par pixel permet de diminuer la dégradation de résolution en énergie du X-IFU. En défocalisant le miroir,

⁵Le crabe comme unité de flux est défini comme la puissance par unité de surface recue de la nébuleuse du crabe. Intégré dans la bande 0.2 - 10 keV, 1 Crab = 2.4×10^{-8} erg/cm²/s.

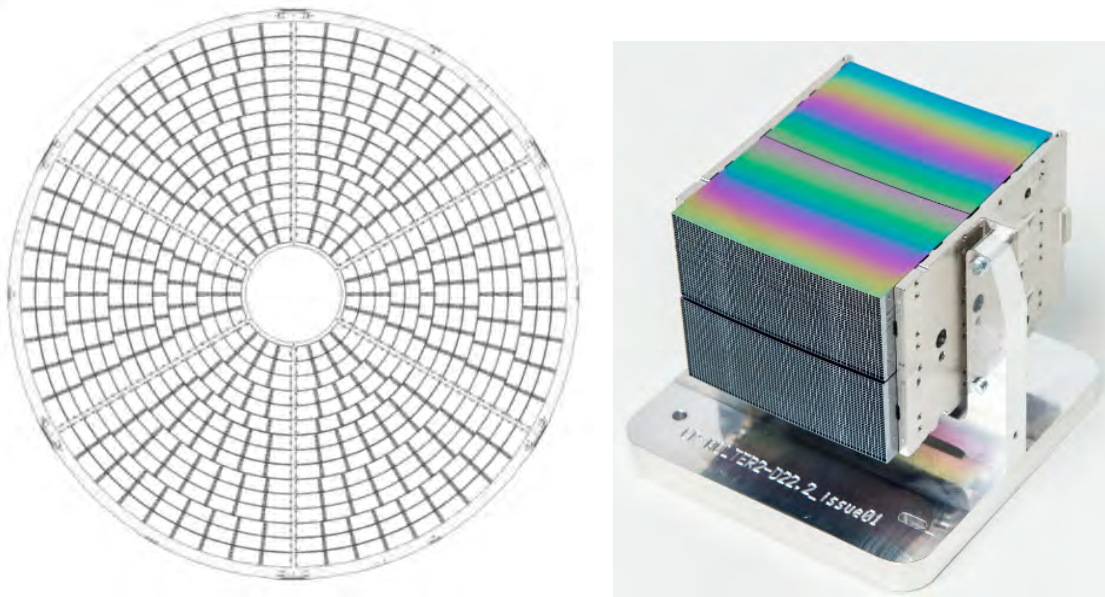


FIGURE 2.5 : (Gauche) Schéma de l’assemblage des 600 modules SPO composant le miroir du télescope Athena, image extraite de Barrière et al. (2022). (Droite) Exemple d’un module SPO du miroir, image extraite de Christensen & Ramsey (2022).

la fonction d’étalement du point (PSF) est agrandie et elle est répartie sur un plus grand nombre de pixels (Kammoun et al., 2022). Cela permet de maintenir une résolution spectrale convenable de l’instrument, au détriment de sa résolution spatiale.

Les modules de miroirs s’appuient sur une technologie d’optique à rayons X novatrice connue sous le nom d’optique à pores de silicium (SPO pour *Silicon Pore Optics*). Les SPO sont une technologie développée par Cosine Measurement Systems⁶ et l’ESA, utilisant des plaques de silicium polies mono-cristallines (Barrière et al., 2022). L’optique d’Athena fournit ainsi une surface efficace supérieure d’un à plusieurs ordres de grandeur à celle des spectromètres haute-résolution actuels (voir Fig. 2.6 gauche). Le télescope aura une résolution spatiale de 5" HEW (*Half-Energy Width*) dans l’axe et sur tout le champ de vue de X-IFU, avec une dégradation jusqu’à environ 7" dans la limite du champ de vue de WFI.

2.2.3 Le *Wide Field Imager*

L’instrument WFI (*Wide Field Imager*, Meidinger et al., 2017) est un imageur en rayons X avec un large champ de vue de $40' \times 40'$ (Fig. 2.7). Il est composé d’un vaste plan de détection ou *Large Detector Array* (LDA) fait de 4 quadrants de 512×512 pixels. La taille des pixels est de $130 \mu\text{m} \times 130 \mu\text{m}$ ce qui permet un suréchantillonnage de la fonction d’étalement du point (PSF) d’un facteur supérieur à 2 (Meidinger et al., 2020). Un second détecteur baptisé détecteur rapide ou *Fast Detector* (FD) est composé d’une matrice de 64×64 pixels ayant sa propre chaîne de lecture. Il est optimisé pour l’observation de sources ponctuelles brillantes variables. Sa résolution temporelle est de $80 \mu\text{s}$.

Les détecteurs de l’instrument WFI sont constitués de capteurs à pixels actifs (APS pour

⁶<https://www.cosine.nl/>

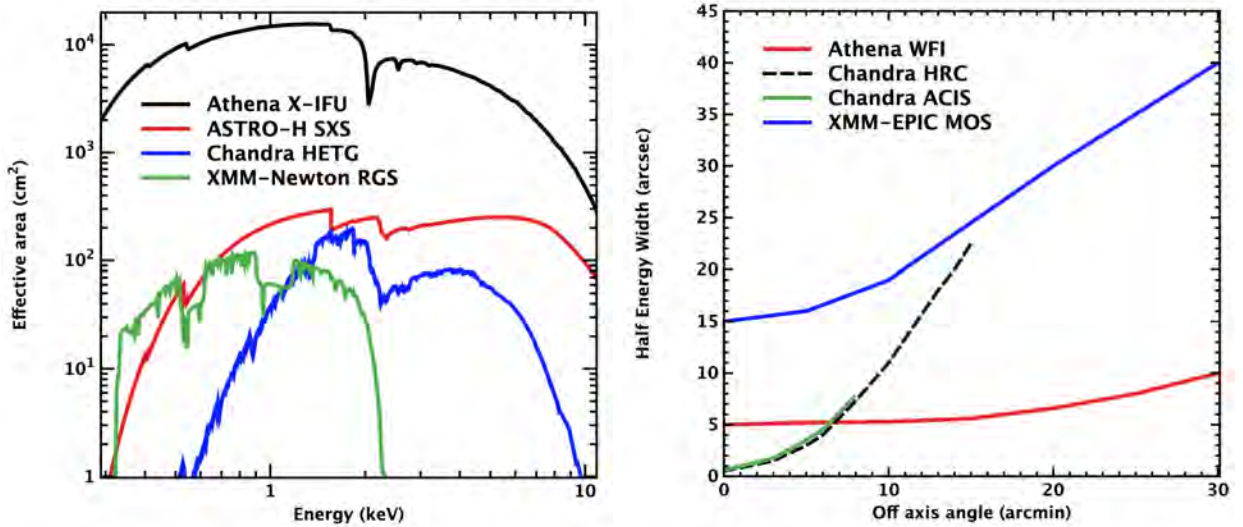


FIGURE 2.6 : (Gauche) Surface efficace du X-IFU comparée à celles d’autres spectromètres haute-résolution. (Droite) Fonction d’étalement du point (PSF) du WFI comparée à celles d’autres imageurs en rayons X. Figures reproduites de [Barcons et al. \(2015\)](#).

Active Pixel Sensor) basés sur la technologie DEPFET (*Depleted P-channel Field Effect Transistor*, voir [Meidinger & Müller-Seidnitz, 2022](#), pour une revue). Les détecteurs et la chaîne de lecture électronique du WFI doivent être refroidis à 60 K par un refroidissement passif. Afin d’éviter de trop forte dissipation de chaleur dans le détecteur, les pixels ne sont pas lus indépendamment mais ligne par ligne. Ce principe de lecture est réalisé par des ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*, [Fischer et al., 2003](#)). Ceux-ci permettent également deux modes de lecture de la matrice de pixels : un mode de lecture des 4 quadrants (*full-frame mode*) avec une résolution temporelle de 5 ms, ou bien un mode de lecture permettant de sélectionner une zone du détecteur (*window mode*) pour améliorer la résolution temporelle de l’instrument.

Le large champ de vue de l’instrument couplé à la surface efficace exceptionnelle de l’optique du télescope permettra d’effectuer des relevés des tout premiers trous noirs supermassifs de l’Univers. WFI accédera ainsi aux objets les moins brillants de la fonction de luminosité des AGN à haut *redshift* ($10^{43} < L_X < 10^{44}$ erg/s à $z \sim 6 - 7$, [Rau et al., 2016](#)), là où les observatoires actuels détectent les sources exceptionnellement lumineuses ($L_X \sim 10^{47}$ erg/s). L’observation de centaines de ces AGN à haut *redshift* permettra de contraindre les modèles de formation de ces tout premiers SMBH. La capacité du WFI pour l’observation de sources brillantes et sa résolution temporelle lui permettront d’étudier les phénomènes transitoires en rayons X ([Pradhan et al., 2020](#)).

2.3 Le X-ray Integral Field Unit

Le second instrument à bord d’Athena est le X-IFU ([Barret et al., 2023](#)), un spectrographe à champ intégral, c’est-à-dire un imageur dont chaque pixel est un spectromètre à haute-résolution spectrale en rayons X. Il est composé d’une matrice hexagonale de 2376 micro-calorimètres TES (*Transition Edge Sensor*) observant dans la bande des rayons X mous

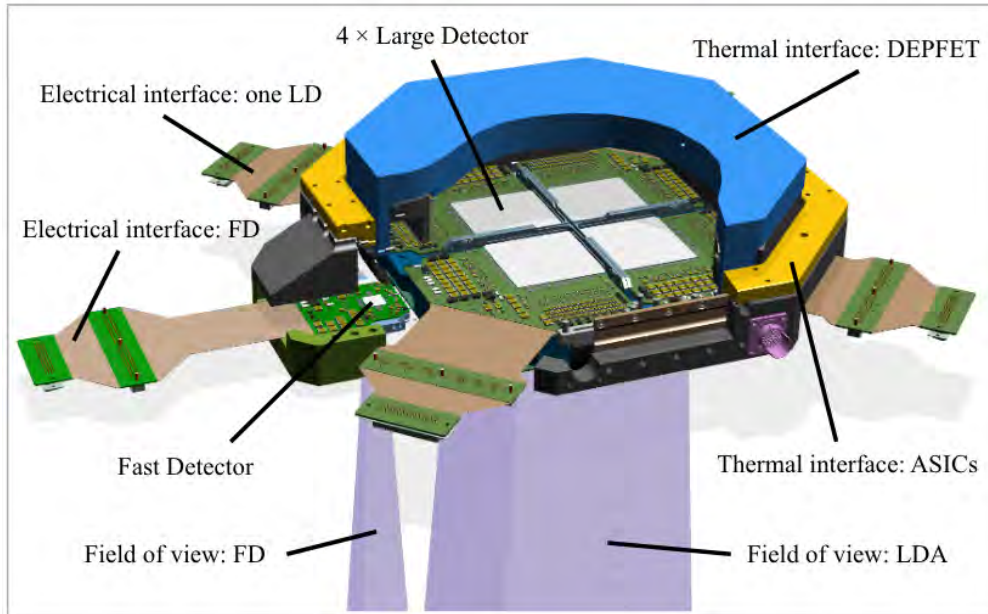


FIGURE 2.7 : Schéma de l'instrument WFI. Le LDA (*Large Detector Array*) est composé de 4 quadrants de 512×512 pixels. Le FD (*Fast Detector*) est une matrice de 64×64 pixels ayant une résolution temporelle de $80 \mu\text{s}$. Figure reproduite de Meidinger & Müller-Seidlitz (2022).

(0.2 - 12 keV). Le champ de vue a un diamètre équivalent de $5'$ et chaque pixel à une taille angulaire de $5''$. Une exigence essentielle de l'instrument est sa résolution en énergie de 2.5 eV FWHM jusqu'à 7 keV. Les principales exigences du X-IFU sont listées dans la Table 2.1.

L'élaboration du X-IFU permettra de répondre aux besoins de la communauté scientifique d'accéder à la spectroscopie haute-résolution résolue spatialement en rayons X. L'instrument, très complexe, est réalisé par un consortium international de 12 pays, 10 pays européens plus les Etats-Unis et le Japon (voir le schéma fonctionnel du X-IFU avec participation des états en annexe A). La gestion du projet ainsi que la réalisation de l'instrument sont sous la responsabilité du Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), tandis que la responsabilité scientifique et la gestion du consortium sont du ressort de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP).

2.3.1 Les TES et leur principe de lecture

Les détecteurs du X-IFU sont des micro-calorimètres appelés TES pour *Transition Edge Sensor*. Dans cette section je présente d'abord le principe des micro-calorimètres puis le fonctionnement des TES avant de parler du réseau des détecteurs du X-IFU.

2.3.1.1 Les micro-calorimètres

Les micro calorimètres sont des détecteurs thermiques qui suivent le principe des bolomètres (Mather, 1982) : ils mesurent l'énergie de photons uniques grâce à un absorbeur associé à un thermomètre et relié à un puits thermique par l'intermédiaire d'un lien thermique (Fig. 2.9). L'énergie du photon incident est convertie en chaleur dans l'absorbeur. Le thermomètre

Caractéristiques	Exigences
Bande d'énergie	0.2 - 12 keV
Résolution en énergie	≤ 2.5 eV jusqu'à 7 keV
Etalonnage de l'échelle en énergie	0.4 eV entre 0.2 et 7 keV
Champ de vue	5' (diamètre équivalent)
Efficacité instrumentale	≥ 13 % à 0.35 keV ≥ 57 % à 1 keV ≥ 63 % à 7 keV ≥ 42 % à 10 keV
Bruit de fond instrumental	$\leq 5 \times 10^{-3}$ cts/s/cm ² /keV (E > 2 keV)
Résolution temporelle relative	10 μ s
Résolution en énergie en fonction du taux de comptage	2.5 eV à 1 mCrab (sur toute la bande, source ponctuelle) 10 eV à 1 Crab (entre 5 et 8 keV, source ponctuelle) 2.5 eV à 2×10^{-11} erg/s/cm ² /arcmin ² (sur toute la bande, source étendue)
Temps de maintien en froid	Jusqu'à 28.5 h (rapport cyclique de 75 %)

TABLE 2.1 : Principales exigences des caractéristiques du X-IFU, extraites de [Barret et al. \(2023\)](#)

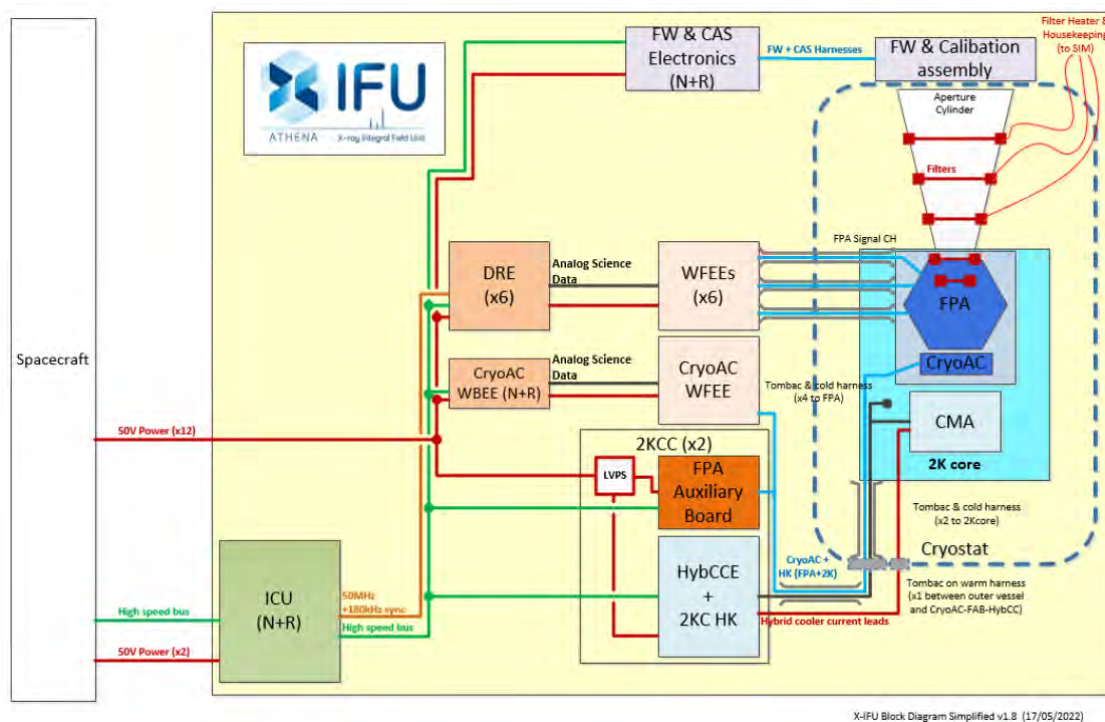


FIGURE 2.8 : Le diagramme fonctionnel simplifié du X-IFU, Crédits : Philippe Peille.

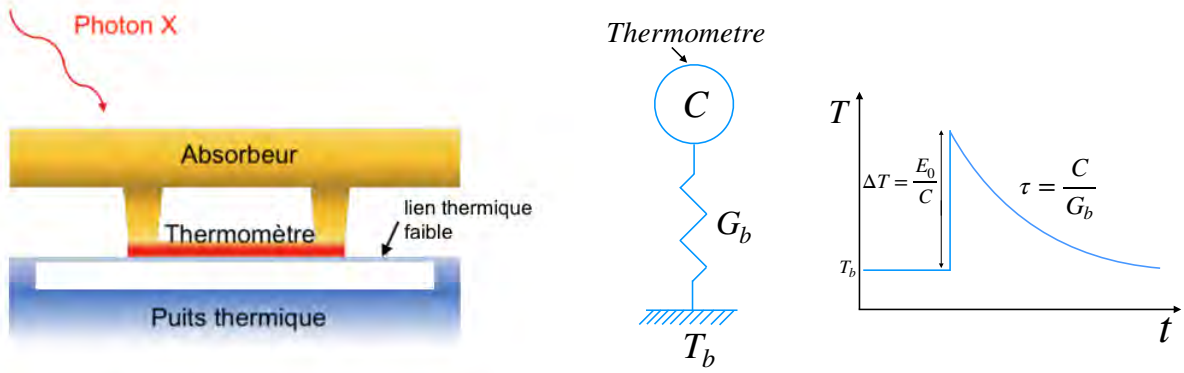


FIGURE 2.9 : Schéma de fonctionnement des micro-calorimètres. (Gauche) Schéma en coupe d'un micro-calorimètre de type TES. Un photon incident réchauffe l'absorbeur auquel est lié thermiquement le thermomètre. L'ensemble est connecté à un puits thermique par un lien dit "faible". Figure reproduite de [Gottardi & Smith \(2022\)](#). (Droite) Schéma explicatif du fonctionnement du micro-calorimètre, modifié à partir de [McCammion \(2005a\)](#). L'absorbeur a une capacité thermique C . Il est relié au puits thermique, maintenu à une température T_b , par un lien thermique de conductance G_b .

mesure l'élévation de température suite à l'apport de chaleur dans l'absorbeur. La chaleur est ensuite évacuée par le puits thermique.

L'augmentation de température ΔT mesurée par le thermomètre pour un photon d'énergie E_0 est donnée par

$$\Delta T = \frac{E_0}{C} \quad (2.1)$$

où C est la capacité calorifique de l'absorbeur. Plus C est faible et plus l'élévation en température sera grande, donc le capteur aura une meilleure sensibilité. Les micro-calorimètres profitent de cette propriété à très basse température, pour avoir des capacités calorifiques qui tendent vers 0 ([Moseley et al., 1984](#)). Néanmoins, C ne doit pas être trop faible afin d'éviter que l'élévation en température soit trop grande et sature le détecteur.

Le TES est composé d'un fin film de métal thermorésistif supraconducteur. Il est utilisé en tant que thermomètre dans notre système. La résistance électrique du TES dépend fortement de sa température lors de la transition normale-supraconducteur. En faisant passer un courant dans le TES, le changement de température qui fera varier la résistance, est mesuré par une variation du courant (voir Sec. 2.3.1.3). La forme de la chute en courant dans le TES s'appelle un *pulse* (voir Fig. 4.14).

Le TES et l'absorbeur sont reliés au bain thermique par une liaison de conductance thermique G_b . La quantité de chaleur déposée par le photon s'évacue selon l'équation

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -G_b \Delta T \quad (2.2)$$

La décroissance naturelle (sans présence de courant dans le TES pour mesurer sa résistance) de la température dans l'absorbeur est donc exponentielle selon la formule

$$\Delta T(t) = e^{-t/\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{C}{G_b} \quad (2.3)$$

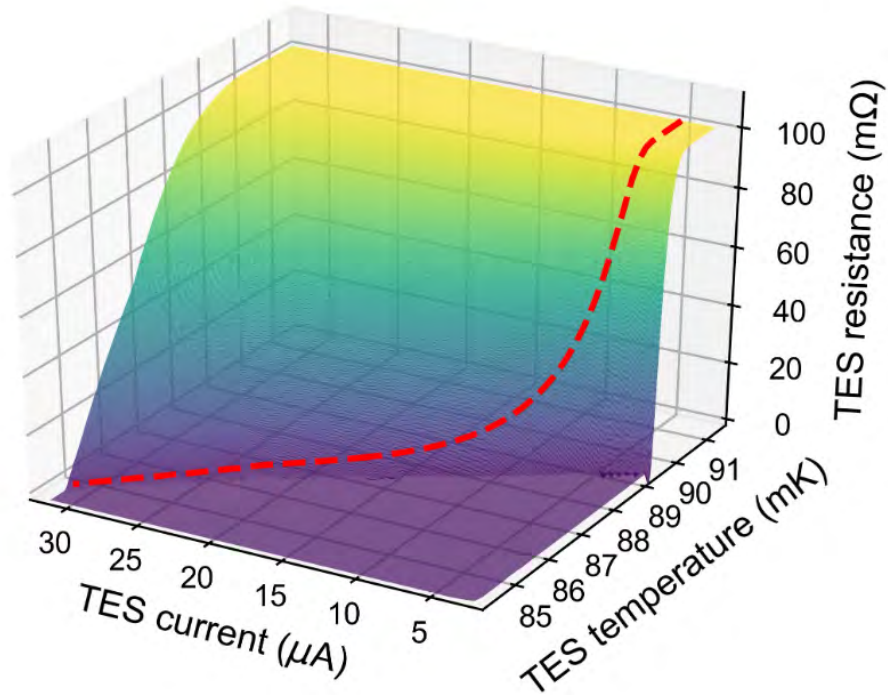


FIGURE 2.10 : Exemple de courbe de résistivité calculée pour un micro-calorimètre TES comme décrit par [Kozorezov et al. \(2011\)](#). La courbe rouge montre la trajectoire des points de polarisation du TES. Figure reproduite de [Gottardi & Nagayoshi \(2022\)](#).

Le lien thermique entre l’absorbeur et le bain thermique est dit “faible” (G_b petit), donc le temps de décroissance est suffisamment long (plusieurs ms) pour permettre la mesure par l’électronique de lecture. La conductance ne doit cependant pas être trop faible pour garder un taux de comptage approprié des photons (typiquement 1 ph/s/pixel).

2.3.1.2 La contre-réaction électro-thermique

En faisant passer un courant I dans le TES pour mesurer sa résistance, ce dernier va dissiper de la chaleur par effet Joule ($P_J = R_{TES} I^2$) et l’équation 2.2 n’est plus adaptée. La résistance du TES va dépendre à la fois de sa température et du courant qui le traverse (Fig. 2.10). Un TES a un $dR/dT > 0$. Si le dispositif est polarisé par une tension constante V_{bias} , alors une augmentation de la résistance diminuera la puissance dissipée car $P_J = V_{bias}^2 / R_{TES}$. La diminution de chaleur par effet Joule s’oppose à la variation de température et permet au système de retourner vers sa température d’équilibre. C’est la contre-réaction électro-thermique (ETF pour *Electro-Thermal Feedback*)

En suivant le formalisme de [Irwin & Hilton \(2005\)](#), l’équation différentielle thermique suivi par le système devient

$$C \frac{dT}{dt} = -P_b + P_J + P_{ph} + P_{noise} \quad (2.4)$$

avec P_{ph} la puissance du photon X incident. P_b est la puissance du flux thermique entre le

TES et le bain thermique

$$P_b = K(T^n - T_b^n) \quad \text{avec une conductivité} \quad K = G_b/nT^{n-1} \quad (2.5)$$

où n est l'exposant de conductance thermique (typiquement $n \sim 3$) défini dans [McCammon \(2005a\)](#) et T la température du TES. Le terme P_{noise} désigne les puissances dissipées par les sources de bruit du système (voir Sec. 2.3.1.3). Le TES est placé dans un circuit inductif de résistance R_L , d'inductance L et polarisé par une tension V_{bias} grâce à une résistance en parallèle R_{sh} (*shunt resistor*, voir Fig. 2.14). Le système suit alors une équation différentielle électrique :

$$L \frac{dI}{dt} = V_{bias} - R_L I - R_{TES}(T, I) I + V_{noise} \quad (2.6)$$

Les deux équations différentielles 2.4 et 2.6 ne peuvent pas être résolues analytiquement à cause de plusieurs termes non-linéaires. Une solution du système peut cependant être développée avec une approche dite "petit signal". La résistance du TES est faiblement déplacée de son point d'équilibre (R_0, T_0, I_0) . La résistance s'écrit alors ([Irwin & Hilton, 2005](#)) :

$$R_{TES}(T, I) = R_0 + \left. \frac{\partial R}{\partial T} \right|_{I_0} \delta T + \left. \frac{\partial R}{\partial I} \right|_{T_0} \delta I \quad (2.7)$$

$$= R_0 + \alpha \frac{R_0}{T_0} \delta T + \beta \frac{R_0}{I_0} \delta I \quad (2.8)$$

où α (~ 100) et β (~ 10) représentent les dérivées logarithmiques de la résistance en fonction, respectivement, de la température et du courant :

$$\alpha = \left. \frac{\partial \log R}{\partial \log T} \right|_{I_0} = \frac{T_0}{R_0} \left. \frac{\partial R}{\partial T} \right|_{I_0} \quad \text{et} \quad \beta = \left. \frac{\partial \log R}{\partial \log I} \right|_{T_0} = \frac{I_0}{R_0} \left. \frac{\partial R}{\partial I} \right|_{T_0} \quad (2.9)$$

On note également le paramètre sans dimension \mathcal{L}_I , appelé gain de boucle de l'ETF basse-fréquence, défini par

$$\mathcal{L}_I = \frac{P_{J_0} \alpha}{T_0 G_b} \quad (2.10)$$

où $P_{J_0} = R_0 I_0^2$.

Dans le cas où $R_{TES} \gg R_{sh}$, la constante de temps de décroissance modifiée par l'ETF, ou constante effective τ_{eff} , devient alors (voir [Gottardi & Smith, 2022](#), pour une démonstration détaillée) :

$$\tau_{eff} = \tau \frac{1 + \beta}{1 + \beta + \mathcal{L}_I} \quad (2.11)$$

L'équation précédente montre que le temps de décroissance est réduit par l'ETF avec le terme \mathcal{L}_I . Elle montre également que la constante de temps effective dépend directement des paramètres α et β de la courbe de transition du TES, donc du point de polarisation choisi avec V_{bias} .

La résistance du TES, en plus de la température et du courant, est aussi fonction du champ magnétique au niveau des détecteurs ([Smith et al., 2013](#)). Le courant critique I_c du TES est maximum pour $B = 0$ et diminue quand B augmente en valeur absolue. Cependant, I_c en fonction du champ B présente des oscillations de type *Fraunhofer* (Fig. 2.11). Ce comportement s'explique en théorie de la supraconductivité BCS ([Bardeen, Cooper, & Schrieffer,](#)

1957), par un comportement de lien faible (*weak-link*) du TES, qui est proche de l'état normal, entre ses attaches supraconductrices en niobium (Sadleir et al., 2010). Un phénomène de résonance fera passer le TES à l'état normal pour certaines valeurs du champ magnétique. Le champ magnétique au niveau des détecteurs devra être nul pour une réponse maximale des TES.

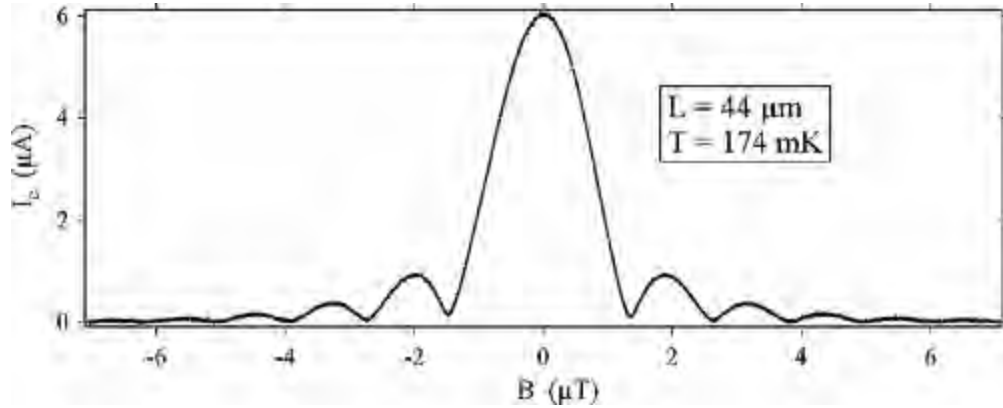


FIGURE 2.11 : Courant critique I_c du TES en fonction du champ magnétique B , appliqué à un TES carré de $44 \mu\text{m}$ de côté porté à la température de 174 mK , montrant des oscillations de type *Fraunhofer* semblables à celles observées dans les jonctions Josephson. Schéma reproduit de Sadleir et al. (2010) qui expliquent ces oscillations par le comportement de lien faible (*weak-link*) du TES entre ses fils supraconducteurs.

2.3.1.3 Principe de lecture des TES

Pour des TES de faibles résistances ($\leq 10 \text{ m}\Omega$) les variations de courants dues à l'absorption d'un photon X sont de l'ordre de la dizaine de μA . Pour mesurer ces variations de courant, les micro-calorimètres à base de TES utilisent des SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*, Braginski & Clarke, 2004). Le SQUID est un magnétomètre très sensible utilisé pour mesurer des champs magnétiques extrêmement faibles, et qui fonctionne à des températures de $\sim 10 \text{ mK}$. Le type de SQUID utilisé pour la lecture des TES est le "dc-SQUID" pour *direct current* (Jaklevic et al., 1964). Il est fait d'une boucle supraconductrice contenant deux jonctions Josephson (Josephson, 1962). Les jonctions Josephson sont constituées d'une fine couche (quelques nm d'épaisseur) d'isolant ou de métal normalement conducteur entre les tiges supraconductrices de l'anneau (Fig. 2.12 gauche).

Quand un champ magnétique externe est appliqué aux jonctions Josephson de la boucle, celle-ci génère un courant de compensation qui maintient le flux total enfermé dans la boucle comme un multiple entier de $\Phi_0 = h/2e$ (appelé quantum de flux), où h est la constante de Planck et e la charge de l'électron. Lorsqu'un courant traverse les jonctions Josephson, appelé courant de polarisation du SQUID, une tension se développe. Si le flux externe est un multiple du quantum de flux ($\Phi = n \Phi_0$) les fonctions d'onde des deux côtés de la boucle sont en phase et la tension aux bornes du SQUID est nulle. Quand le flux augmente, la tension va augmenter jusqu'à la limite où $\Phi = (n + 1/2) \Phi_0$. A ce moment là, le SQUID va compenser le flux additionnel en générant du courant (Fig. 2.12 milieu). De cette manière la réponse du SQUID en tension V par rapport au flux externe Φ est hautement non-linéaire et ressemble à une sinusoïde (Fig. 2.12 droite). En polarisant le SQUID dans l'une de ses

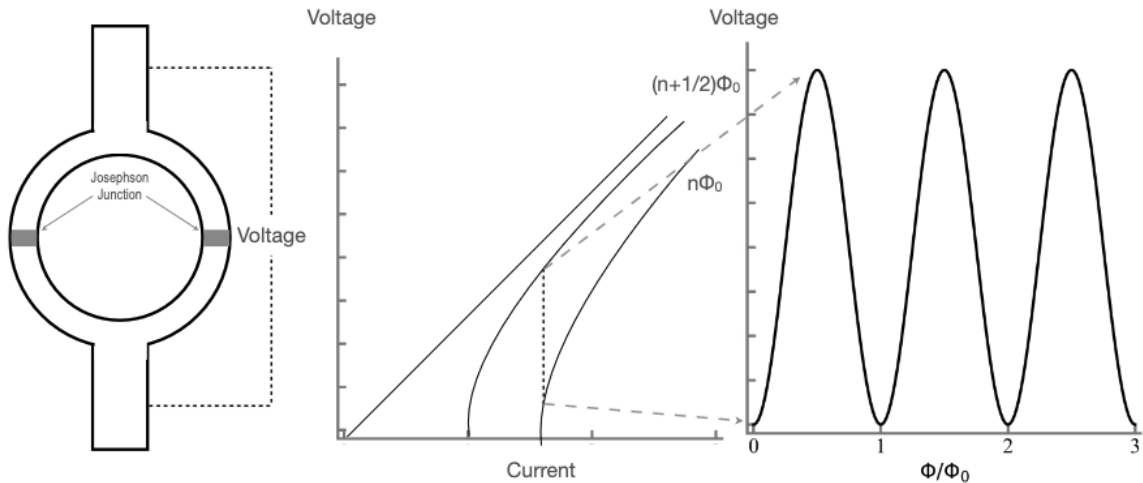


FIGURE 2.12 : (Gauche) Schéma d'un dc-SQUID composé de deux jonctions Josephson dans une boucle supraconductrice. (Milieu) Courbe V/I du SQUID pour les cas où un nombre entier ($\Phi = n\Phi_0$) ou semi-entier ($\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$) de quanta de flux $\Phi_0 = h/2e$ est appliqué. (Droite) Courbe V/ Φ de réponse du SQUID en fonction du flux externe appliqué. Figure reproduite de Akamatsu et al. (2022).

transitions sinusoïdales avec une amplitude de sortie maximale, comme illustré sur la Fig. 2.12, le signal peut être amplifié avec un faible niveau de bruit. En plaçant plusieurs SQUID en série et en les faisant travailler en phase, on peut augmenter le gain en tension du premier SQUID utilisé pour la lecture (Welty & Martinis, 1991). On appelle cet arrangement un réseau de SQUID en série (SSA pour *Series SQUID Array*).

La lecture de la variation de courant dans le TES se fait par une bobine placée en série dans son circuit de polarisation (voir le schéma en Fig. 2.13 gauche). Les variations de courant dans le TES, et donc dans la bobine, induisent un flux magnétique qui est lu par un SQUID de lecture, couplé à cette bobine. Le signal en sortie du SQUID de lecture est amplifié par un réseau de SQUID en série pour atteindre une tension suffisante pouvant être lue par l'électronique de lecture à température ambiante (Sec. 2.3.3). Le SQUID de lecture de la bobine est appelé MUX SQUID (ou SQ1) et le réseau de SQUID d'amplification est appelé SQUID AMP (ou SSA), comme sur la Fig. 2.14. L'ensemble forme l'électronique de lecture froide (CFEE pour *Cold Front-End Electronics*).

Le TES est polarisé en tension au bas de sa zone de transition entre l'état supraconducteur et l'état normal (Fig. 2.13 droite). On profite ainsi de toute sa zone de transition et d'un large α ($dR/dT \gg 0$). Mais les variations de courant provoquées par l'absorption d'un photon X de haute énergie correspondent à plusieurs Φ_0 du SQUID de lecture. Pour retrouver la mesure du TES, il faut rester dans la zone linéaire de la réponse du SQUID ($\lesssim \Phi_0/2$, voir Fig. 2.12 droite).

Pour cela on applique une contre-réaction négative à l'aide d'une boucle à verrouillage de flux numérique (DFLL pour *Digital Flux-Locked Loop*, Durkin et al., 2021). Celle-ci va bloquer le flux dans la boucle du SQUID de lecture à une valeur constante et linéariser le signal de sortie.

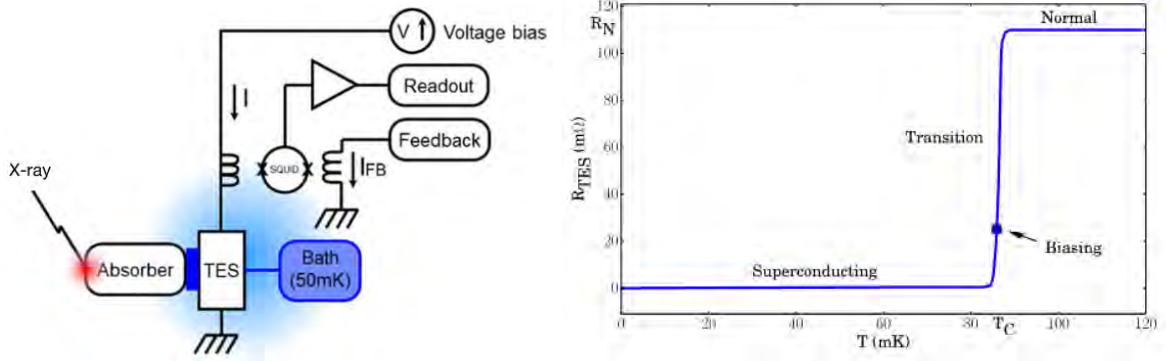


FIGURE 2.13 : (Gauche) Illustration du principe de lecture des TES. Le TES est placé en série avec une bobine. Les variations de champ magnétique de la bobine seront lues par le SQUID et le signal de sortie amplifié. Une boucle de contre-réaction produit un courant I_{FB} pour maintenir le SQUID dans sa région linéaire. (Droite) Le TES est polarisé dans le bas de sa zone de transition à la température critique T_c . Figures reproduites de [Ravera et al. \(2014a\)](#).

La DFLL applique un courant de rétroaction (I_{FB}) à une bobine couplée magnétiquement au MUX SQUID (Fig 2.13 gauche). La boucle DFLL est assurée grâce à un contrôleur Proportionnel-Intégral (PI) ([Reintsema et al., 2003](#)). La valeur du flux magnétique de contre-réaction (Φ_{FB}) est calculée en fonction de la mesure du signal en sortie du SQUID AMP comme un signal d'erreur (V_{err}). A chaque trame de l'échantillonnage ("*frame rate*") de la mesure par l'électronique de lecture froide, le signal de contre-réaction est calculé par la relation de récurrence suivante ([Durkin et al., 2020](#))

$$\Phi_{FB_{n+1}} = \Phi_{FB_n} + K (V_{err_n} - V_{err_{lock}}) \quad (2.12)$$

où n est l'index de la trame et K est le terme intégral du contrôleur. Le signe de K détermine si le point de fixation de la DFLL est sur la pente positive ou négative de la réponse du SQUID. $V_{err_{lock}}$ détermine à quel endroit de la courbe V/Φ la DFLL est fixée. Pour un point de fixation au milieu de la courbe V/Φ , la DFLL devra agir d'une trame à l'autre avant que le signal d'erreur V_{err} ne dépasse $\Phi_0/4$ pour ne pas que la DFLL se fixe à une autre oscillation de la courbe de période Φ_0 . On appelle cela un saut de flux ou déverrouillage (*de-lock*) de la DFLL.

2.3.1.4 Multiplexage en temps

Le X-IFU possède plusieurs milliers de détecteurs et il est impossible pour l'électronique embarquée d'avoir un circuit de lecture complet (MUX SQUID de lecture avec un réseau d'amplification SQUID AMP) pour chaque TES. La solution est de multiplexer les circuits de lecture pour plusieurs TES. Il existe plusieurs modes de multiplexage (voir [Akamatsu et al., 2022](#), pour une revue) et la technologie retenue pour l'instrument X-IFU est le multiplexage en temps (TDM pour *Time Division Multiplexing*, [Chervenak et al., 1999](#)).

En TDM, la lecture des TES se fait séquentiellement avec un découpage en lignes et colonnes (Fig. 2.14). Chaque TES a son SQUID de lecture (appelé SQ1 ou MUX SQUID) mais ils se partagent une série de SQUID AMP commune par colonne. Les TES sont polarisés en

courant continu et sont alimentés en permanence tandis que les MUX SQUID sont activées successivement une ligne après l'autre. L'activation des SQUID sur une ligne se fait par l'activation de FAS, pour *Flux Actuated Switch* (Zappe, 1977). Seuls les signaux des TES de la ligne dont les MUX SQUID sont activés, sont amplifiés et lus. L'électronique de lecture non-refroidie mesure les signaux de toutes les colonnes en parallèle. Elle restitue les signaux de chacun des TES individuels en dé-multiplexant le signal, à l'aide d'une chaîne de lecture complète par colonne (voir Sec. 2.3.3).

Chaque MUX SQUID nécessite un flux magnétique de contre-réaction pour rester dans sa zone de réponse linéaire. Ce champ est amené par la bobine M_{FB} (voir Fig. 2.14). Les MUX SQUID d'une même colonne partagent une même boucle à verrouillage de flux numérique (DFLL). Celle-ci appliquera un courant de contre-réaction I_{FB} différents à chaque activation de ligne. Pour l'équation 2.12, l'indice n ne représente plus une trame de l'échantillonnage d'un TES seul (*frame rate*) mais l'échantillonnage d'une ligne du TDM (*line rate*). La fréquence d'échantillonnage devient : $line\ rate = frame\ rate \times N$ avec N le nombre de lignes du TDM.

On peut donc augmenter le nombre de lignes du TDM tant que la commutation de la DFLL peut se faire à une fréquence supérieure ou égale à la *line rate*. Cependant, l'augmentation du nombre de lignes et la fréquence d'échantillonnage a pour effet d'augmenter le bruit dans la lecture des TES par repliement de fréquences (Durkin et al., 2021). De plus, la contribution effective du bruit est augmentée d'un facteur \sqrt{N} (Durkin et al., 2019) par rapport à un échantillonnage d'un TES sur un seul canal (*single channel*). La limitation du bruit est donc fondamentale pour une bonne résolution des TES.

2.3.1.5 Bruit et performances

Une exigence de performance principale du X-IFU est la résolution en énergie du photon X incident. La limitation majeure de la résolution de la chaîne de détection froide, composée de TES lus par des SQUID, est le bruit du système qui peut se diviser en 4 grandes contributions :

- Le bruit de Johnson-Nyquist (Johnson, 1928; Nyquist, 1928) du TES peut être décrit sous la forme d'un bruit de densité spectrale de puissance de la forme

$$S_{P_{TES}} = 4k_B T_0 R_0 I_0^2 (1 + 2\beta)(1 + M^2) \quad (2.13)$$

qui est due à l'agitation des électrons dans la résistance du TES. M^2 correspond au bruit "inexpliqué" dans les TES (Ullom et al., 2004; Lindeman et al., 2004) mais dont la contribution est négligeable pour des TES avec une faible résistance normale ($< 10\text{ m}\Omega$) (de Wit et al., 2020).

- Le bruit thermique généré par la résistance de polarisation R_{sh} du TES s'écrit sous la forme

$$S_{P_{sh}} = 4k_B T_{sh} R_{sh} I_0^2 \quad (2.14)$$

mais en considérant $T_{sh} = T_b \ll T_0$ et $R_{sh} \ll R_0$, le bruit de la résistance de *shunt* est négligeable comparé à celui du TES. Ces contributions au bruit sont représentées sur la Figure 2.15 par la courbe NEJN (pour *Non-Equilibrium Johnson Noise*).

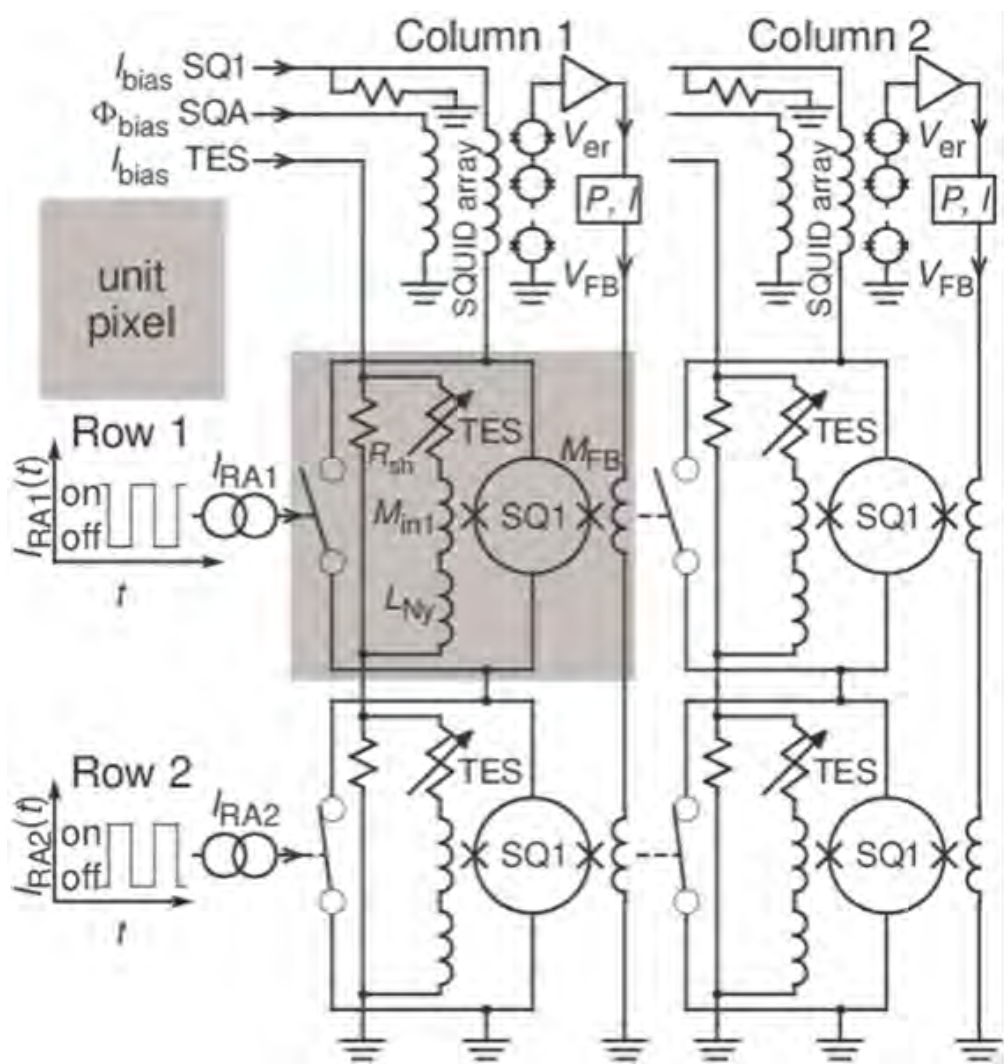


FIGURE 2.14 : Schéma d'un exemple d'architecture de multiplexage en temps avec 2 lignes et 2 colonnes, reproduit de [Durkin et al. \(2019\)](#). Les colonnes sont toutes lues simultanément, tandis que les TES d'une même ligne sont lus successivement à une fréquence de lecture sélectionnée. Les pixels sont constitués d'un TES, polarisé en tension avec la résistance R_{sh} , associé à une bobine (M_{in1}).

- Le bruit dû aux fluctuations thermiques (TFN pour *Thermal Fluctuation Noise*) provient des fluctuations statistiques d'énergie générées durant l'échange de chaleur entre le TES et le bain thermique (Mather, 1982). Ce bruit a une densité spectrale de puissance de la forme

$$S_{P_{TFN}} = 4k_B T_0^2 G_b F(T_0, T_b) \quad \text{avec} \quad F(T_0, T_b) = \frac{1}{2} \left(1 + \left(\frac{T_b}{T_0} \right)^{n+1} \right) \quad (2.15)$$

et il est représenté par la courbe du bruit de phonons sur la Figure 2.15. Une autre composante pourrait être rajoutée, la ITFN pour *Internal Thermal Fluctuation Noise*, représentant le bruit de phonons dans le lien entre l'absorbeur du pixel et le TES. Cette contribution est modélisée par l'ajout d'un terme $(1 + M_p^2)$ dans l'équation 2.15, mais ce terme est négligé pour des TES ayant une résistance à l'état normal de l'ordre du m Ω (McCammon, 2005a).

- Le bruit généré par l'amplification de l'électronique de lecture $S_{P_{Amp}}$ est considéré comme un bruit blanc.

La puissance totale du bruit est la somme de ces contributions, appelée *Noise Equivalent Power*, $NEP = \sqrt{S_{P_{TES}} + S_{P_{sh}} + S_{P_{TFN}} + S_{P_{Amp}}}$. La résolution en énergie des détecteurs est directement reliée à la NEP en intégrant sur toutes les fréquences f du spectre (Moseley et al., 1984) :

$$\Delta E_{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\int_0^\infty \frac{4 df}{NEP^2}} \quad (2.16)$$

Dans le cas de la limite de faible signaux (Eq. 2.8) et en négligeant la contribution de bruit de l'amplification et de la résistance de polarisation, la résolution intrinsèque aux TES est donnée par la relation (voir Irwin & Hilton (2005) pour un développement complet) :

$$\Delta E_{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\frac{4k_B T_0^2 C}{\alpha} \sqrt{\frac{n(1+2\beta)(1+M^2)F(T_0, T_b)}{1 - (T_b/T_0)^n}}} \quad (2.17)$$

Au premier ordre ($\beta = 0$) et en ne considérant aucun bruit inexplicé intrinsèque au système ($M = 0$), l'équation précédente devient :

$$\Delta E_{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\frac{4k_B T_0^2 C}{\alpha} \sqrt{\frac{n}{2}}} \quad (2.18)$$

Une résolution en énergie qui réponde aux performances requises pour l'instrument X-IFU (Table 2.1) nécessite une température de fonctionnement T_0 basse, une capacité thermique de l'absorbeur C faible et une dépendance de la résistance en fonction de la température α élevée.

2.3.2 L'ensemble du plan focal du X-IFU

2.3.2.1 Le module de la matrice de détecteurs

La matrice hexagonale de détecteurs du X-IFU (Fig. 2.16) est composée de 2376 pixels : 72 colonnes de 33 pixels + 72 pixels aveugles utilisés pour l'étalonnage des dérives de gain de

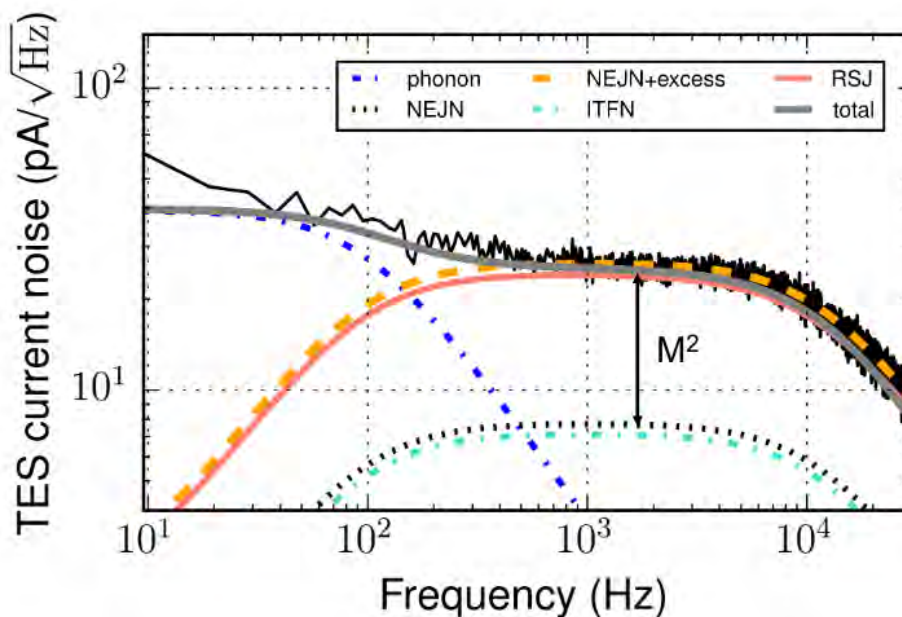


FIGURE 2.15 : Exemple de spectre de bruit d'un TES TiAu $80 \times 20 \mu\text{m}^2$ polarisé en courant alternatif à 2.6 MHz, $R/R_N = 13\%$ et $T_b = 55\text{ mK}$, reproduit de [Gottardi et al. \(2021\)](#). L'effet des différentes sources de bruit sont illustrées : le bruit NEJN (*Non-Equilibrium Johnson Noise*) représente le bruit Johnson-Nyquist intrinsèque au TES et M^2 la mesure d'excès de bruit inexplicé. Le bruit des phonons est lié aux fluctuations thermiques entre le TES et le bain thermique, et le ITFN (*Internal Thermal Fluctuation Noise*) est le bruit dû au lien thermique entre le TES et l'absorbeur.

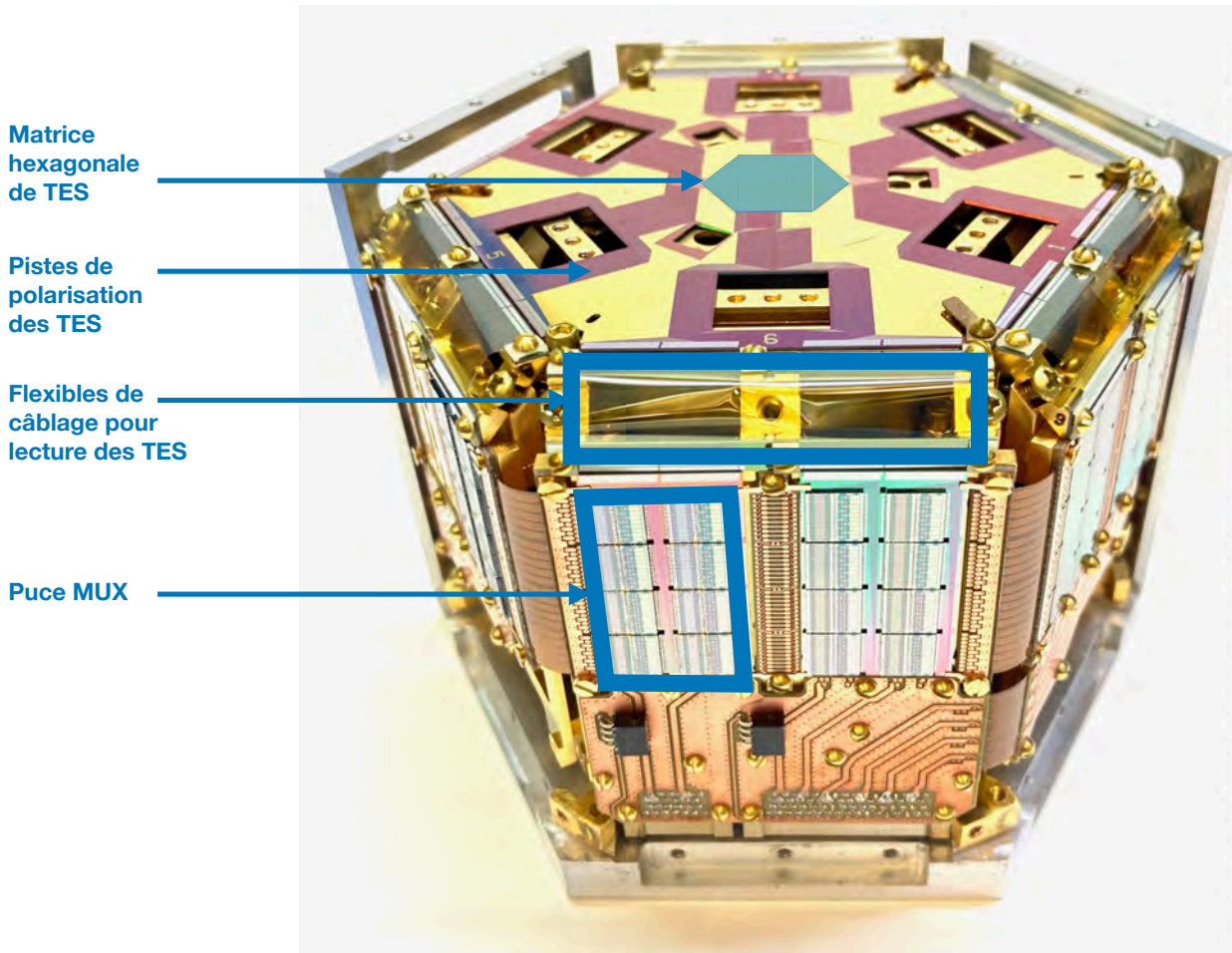


FIGURE 2.16 : Prototype du module de la matrice de TES du X-IFU, conçue et fabriquée à la NASA-Goddard. Elle contient une matrice hexagonale de TES réalisée au GSFC avec une partie de l'électronique de lecture froide fournie par le NIST. Crédits : NASA/GSFC et NIST.

l'électronique. Les TES utilisés font $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ et sont constitués d'une double couche Mo/Au permettant d'avoir une température critique $T_c \sim 90\ \text{mK}$ (Miniussi et al., 2018). Le TES est déposé sur une membrane de SiN de $0.5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur qui forme un lien thermique faible avec le dissipateur de chaleur $T_b \sim 50\ \text{mK}$. L'absorbeur est constitué de deux couches (Bi et Au) qui fournissent le pouvoir d'arrêt des photons X. Leurs épaisseurs permettent d'avoir une capacité thermique optimisée pour la résolution en énergie nécessaire de l'instrument. Les pixels mesurent $317\ \mu\text{m} \times 317\ \mu\text{m}$, espacés entre eux de $6.34\ \mu\text{m}$, amenant un facteur de remplissage de 96% (Barret et al., 2023).

2.3.2.2 L'électronique de lecture froide (CFEE)

L'électronique de lecture froide (CFEE pour *Cold Front-End Electronics*) est composée des deux niveaux de lecture et d'amplification du signal des TES par les SQUID. Le premier niveau (MUX SQUID) se trouve directement sur le module hexagonal des détecteurs. Il est divisé en groupes de 12 colonnes soit 396 pixels chacun, correspondants aux 6 cotés du module. Chaque groupe possède son propre circuit électronique (Puce MUX). Les puces

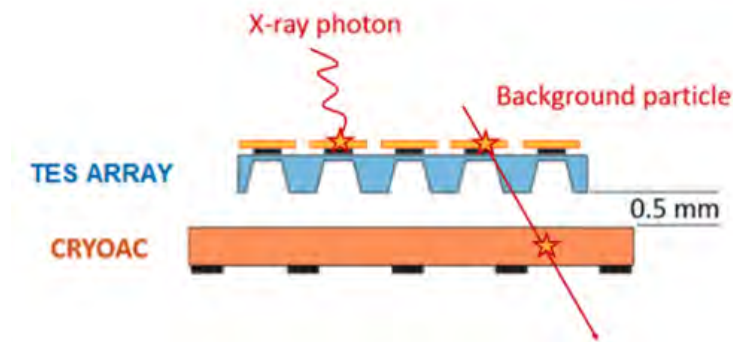


FIGURE 2.17 : Schéma du principe de fonctionnement du Cryo-AC, reproduit de [D'Andrea et al. \(2022\)](#).

contiennent les MUX SQUID avec leur bobine de contre-réaction M_{FB} , les résistances de polarisation en tension R_{sh} et aussi les FAS pour chaque TES. Le second niveau de l'électronique est l'amplification par les SQUID AMP. Il n'est pas dans l'ensemble du plan focal mais situé à l'étage 2 K du cryostat car il dissipe plus de chaleur.

2.3.2.3 Le Cryo-AC

Le satellite Athena, placé au point de Lagrange L1, subira un flux élevé de particules chargées, en provenance du vent solaire ou de rayons cosmiques ([Lotti et al., 2021](#)). Ces particules chargées peuvent interagir directement, ou bien par la production de particules secondaires avec les éléments environnants le FPA, avec les détecteurs du X-IFU. Elles peuvent alors déposer une quantité d'énergie dans la bande de détection de l'instrument et seront vues comme un photon X normal. Pour respecter les exigences en terme de bruit de fond instrumental (voir Table 2.1), un détecteur cryogénique à anti-coïncidence active, appelé Cryo-AC ([D'Andrea et al., 2022](#)), est placé à moins de 1 mm directement sous la matrice de TES (Fig. 2.17).

Le Cryo-AC est composé de quatre TES à irridium de grande surface avec des absorbeurs au silicium ([Macculi et al., 2016](#)). Comme pour les TES du détecteur principal, ils possèdent leur propre chaîne de lecture, froide et non-refroidie : avec le Cryo-AC WFEE (*Warm Front-End Electronics*) et Cryo-AC WBEE (*Warm Back-End Electronics*). Quand un évènement est coïncidant entre les deux détecteurs, celui-ci est marqué et retiré du comptage des photons.

2.3.2.4 Ensemble du plan focal

Pour protéger le module de la matrice des détecteurs des perturbations de son environnement, celle-ci se trouve dans une enceinte (voir Fig. 2.18) nommée ensemble du plan focal ou FPA pour *Focal Plane Assembly* ([Jackson et al., 2016](#)). Le FPA assure la stabilité thermique nécessaire au fonctionnement des TES. Il est relié par six suspensions en kevlar à l'étage 2K du cryostat. Le blindage magnétique du module des détecteurs est assuré par un écran en μ -métal ainsi qu'un bouclier en Niobium.

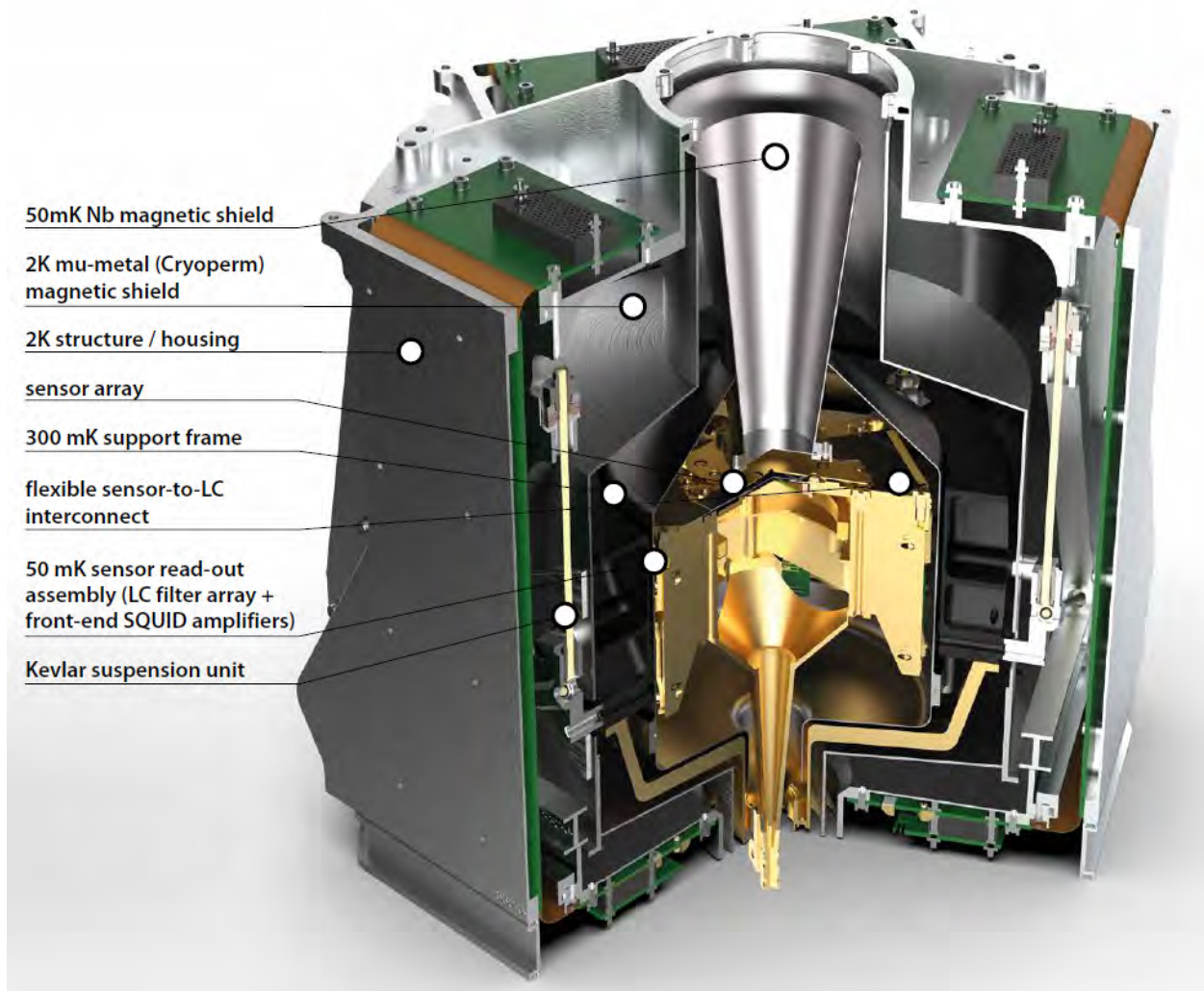


FIGURE 2.18 : Ensemble du plan focal du X-IFU. Crédits : SRON

2.3.3 L'électronique de lecture chaude

Les signaux des détecteurs, en sortie de l'amplification de l'électronique froide, sont envoyés à l'électronique chaude pour être amplifiés et traités. Celle-ci est découpée en deux étages.

2.3.3.1 *Warm Front-End Electronics*

Le premier est le WFEE, pour *Warm Front-End Electronics* (Chen et al., 2018). C'est un amplificateur faible bruit pour les signaux en sortie de l'électronique froide. Il envoie également les tensions de polarisation des TES, MUX SQUID et SQUID AMP. Enfin, le WFEE sert de passerelle aux signaux de contre-réaction des MUX SQUID et d'ouverture des FAS, qui sont générés par l'électronique de démultiplexage. Toutes ces fonctions sont remplies par des ASIC pour *Application Specific Integrated Circuits* (Prêle et al., 2020). Le WFEE est découpé en six unités distinctes, une pour chaque groupe de douze colonnes de l'électronique froide.

2.3.3.2 *Digital Readout Electronics*

Le second niveau de l'électronique chaude est le DRE, pour *Digital Readout Electronics* (Ravera et al., 2014b). C'est le coeur de l'électronique embarquée pour le traitement des signaux des TES et le fonctionnement de la chaîne de détection. Comme pour toute la chaîne de détection et lecture du X-IFU, le DRE est découpé en 6 boîtiers traitant chacun 12 colonnes. De cette manière, une panne d'un élément de la chaîne n'impacterait que 1/6 des pixels. Les fonctions de cette électronique sont pilotés par des circuits intégrés numériques FPGA (*Field Programmable Gate Array*). Les connexions avec les autres systèmes se fait avec des interfaces analogiques/numériques grande vitesse et haute dynamique (ADC, DAC, filtres, voir Ravera et al., 2018). Le DRE assure 3 fonctions distinctes :

- Le **RAS**, ou *Row Addressing and Synchronization*, envoie les signaux d'ouverture et fermeture des FAS pour le multiplexage en temps. Il reçoit le signal d'horloge de l'unité de contrôle de l'instrument (ICU, voir 2.3.5.5).
- Le **DEMUX**, ou *Demultiplexer*, reçoit les signaux amplifiés par le WFEE de chaque colonne du TDM. Il est synchronisé avec les signaux d'horloges du RAS. Il permet de "dé-multiplexer" les signaux reçus des SQUID AMP de manière à retrouver le signal de chaque pixel individuellement. Le DEMUX génère également un signal de compensation au SQUID AMP pour corriger la dispersion des tensions de sorties des MUX SQUID sur une colonne.
- Le **EP**, ou *Event Processor*, traite les signaux de chaque pixel avec un algorithme de traitement des données. Cet algorithme va générer un évènement pour chaque *pulse* détecté. L'évènement contient : la date et heure d'arrivée du photon, la référence du pixel récepteur, l'énergie mesurée ainsi que sa classe de résolution (voir Sec. 2.3.4 pour une description détaillée). La liste des évènements enregistrés par l'EP est envoyée au segment sol par le système de télémétrie à intervalles réguliers.

2.3.4 Le traitements des *pulses*

La tension lue en sortie de la chaîne de lecture sans détection de photon forme un signal continu, appelé *baseline*. La forme que l'on retrouve dans le signal de la variation en température du TES (Fig. 2.9 droite), suite à l'absorption d'un photon X, est appelée un *pulse* (voir Fig. 4.14). Les données traitées par l'EP ne sont pas enregistrées en continu, l'algorithme de bord va détecter le front montant du *pulse* pour déclencher un enregistrement (Cobo et al., 2018). Un enregistrement est composé de 8192 échantillons, avec une fréquence d'échantillonnage de 183.8 kHz, soit un échantillon tous les 5.44 μ s et un temps d'enregistrement de ~ 44.6 ms. Le moment du déclenchement est enregistré comme heure d'arrivée de l'évènement. Des échantillons sont utilisés, avant et après le déclenchement, pour le calcul de l'énergie du photon. L'algorithme a en effet besoin de connaître le niveau de la *baseline* au moment de la mesure et donc les données sont enregistrées avant le déclenchement. L'énergie du photon est retrouvée en utilisant comme indicateur la hauteur du *pulse* par rapport à la *baseline*, appelé PHA pour *Pulse Height Amplitude*.

2.3.4.1 Le filtrage optimal

La technique standard d'estimation de la PHA est le filtrage optimal (Moseley et al., 1988). Elle part du principe que les *pulses* détectés par le TES ont tous une forme modèle $S(t)$ et que la forme du *pulse* enregistré $D(t)$ est proportionnel à celle ci (Szymkowiak et al., 1993) :

$$D(t) = PHA \times S(t) + N(t) \quad (2.19)$$

où $N(t)$ représente le bruit. A partir de cette expression on peut mesurer la PHA de chaque *pulse* à partir de la connaissance du *pulse* modèle et de l'estimation du bruit (voir Sec. 4.3.1). Le calcul est effectué dans l'espace des fréquences pour mieux caractériser le bruit (Cobo et al., 2020). Un filtre optimal est calculé à partir du bruit moyen et du modèle de *pulse* moyen. L'énergie de chaque *pulse* est retrouvée en convoluant celui-ci avec le filtre optimal.

L'échelle de gain en énergie des TES permet convertir l'énergie retrouvée per le filtrage optimal en une énergie "réelle" du photon (Cucchetti et al., 2018b). Plusieurs échelles de gain sont mesurées avant le lancement de la mission, pour des conditions instrumentales différentes. Le système d'étalonnage en vol (voir Sec. 2.3.5.4) permet de déterminer l'échelle de gain adéquate au moment de l'observation.

2.3.4.2 Classement en résolution des évènements

La résolution en énergie du filtre optimal va dépendre du temps t_s entre le *pulse* enregistré (dit primaire) et le *pulse* suivant (dit secondaire) (Fig. 2.19). Le temps t_p entre le *pulse* précédent et le déclenchement t_0 peut aussi modifier la mesure en énergie de l'évènement primaire, car la décroissance du *pulse* précédent modifierait la mesure de la *baseline*.

Si t_p est suffisamment grand pour ne pas dégrader la mesure de la *baseline* et que $t_s \geq t_{rec}$ alors la résolution du filtre optimal sera maximale. Pour les autres cas, la résolution a été estimée par Peille et al. (2018) et les résultats sont récapitulés dans la Table 2.2.

Classe de résolution	t_p (nb échantillons)	t_s (nb échantillons)	Résolution
Résolution très haute	20 ms (3676)	44.6 ms (8192)	2.5 eV
Résolution haute	20 ms (3676)	22.3 ms (4096)	~ 2.5 eV
Résolution intermédiaire	10 ms (1838)	11.1 ms (2048)	2.6 eV
Résolution moyenne	10 ms (1838)	2.8 ms (512)	3 eV
Résolution limitée	10 ms (1838)	44.6 ms (256)	7 eV
Résolution faible (à confirmer)	10 ms (1838)	44 μ s (8)	~ 30 eV

TABLE 2.2 : Table du classement en résolution des évènements pour le X-IFU, reproduite de Barret et al. (2023).

Quand deux *pulses* arrivent extrêmement proches l'un de l'autre, l'énergie retrouvée par le filtre optimal n'est pas simplement dégradée mais complètement erronée, on appelle ce phénomène l'empilement. L'algorithme de l'EP retirera ces évènements. A de très haut taux de comptage, il arrive que l'algorithme ne distingue pas l'empilement et ne se déclenche qu'une seule fois, entraînant un traitement de *pulse* erroné. Des simulations numériques du processus de déclenchement du X-IFU ont montrés que ce cas arrivait moins de 0.1% du

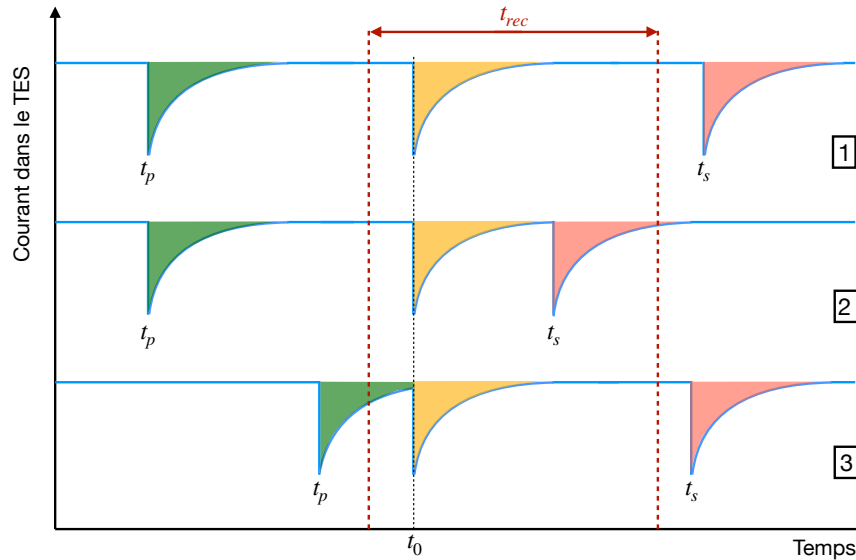


FIGURE 2.19 : Effet de l'écart entre le *pulse* précédent (vert), détecté au temps t_p , et le *pulse* suivant (rouge), détecté au temps t_s , sur le *pulse* primaire (jaune) qui est détecté à t_0 . t_{rec} est le temps d'enregistrement de l'évènement par l'EP. Dans la configuration 1, les *pulses* suivants et précédents sont suffisamment éloignés du *pulse* primaire et la résolution en énergie est optimale. Dans la configuration 2, le *pulse* suivant intervient pendant l'enregistrement de l'évènement primaire et dégrade la reconstruction en énergie du filtre optimal. Dans la configuration 3, le *pulse* précédent est trop proche et perturbe la mesure de la *baseline* par le filtre optimal. Cela dégrade également la reconstruction en énergie du filtre optimal.

temps avec un flux de 1 Crab en présence du filtre en Béryllium (Cobo et al., 2018). Cela reste 10 fois en-dessous des pré-requis de l'instrument.

2.3.5 Autres sous-systèmes

2.3.5.1 La chaîne cryogénique

Un système cryogénique est nécessaire pour refroidir les détecteurs du X-IFU à 50 mK. Ce système est composé de plusieurs réfrigérateurs successifs organisés en étages dans un dewar (Duband et al., 2014). Un réfrigérateur à tube pulsé permet de descendre à 15 K. Il est suivi d'un refroidisseur Joule-Thomson pour descendre à 2 K. Cet ensemble fonctionne en continu et maintient une température constante de 2 K dans l'enceinte "*2K Core*". Un deuxième ensemble, appelé réfrigérateur hybride ("*Hybrid Cooler*" sur Fig. 2.8) permet de refroidir les détecteurs à des températures sub-Kelvin. Il permet un maintien à 50 mK pendant 28.5 h. Il nécessite ensuite un temps de recharge de 8 h et 50 min, soit un rapport cyclique de 75 % (Barret et al., 2023).

2.3.5.2 Filtres optiques

Pour assurer une arrivée des photons X tout en bloquant le rayonnement thermique extérieur, cinq filtres optiques (Barbera et al., 2018) sont prévus dans l'ouverture ("*Aperture cylinder*" sur Fig. 2.8) de l'instrument. Ils sont transparents aux photons X mais bloquants pour les

longueurs d'onde optiques et infra-rouges. Ils limitent la puissance thermique de fond arrivant sur les détecteurs, ainsi que le bruit de photon associé.

2.3.5.3 Roue à filtres

Une roue à filtres (Bozzo et al., 2016) est placée à la sortie de l'ouverture. La roue contient 6 positions avec une position ouverte, ainsi qu'une position fermée destinée à l'étalonnage du rayonnement parasite lié aux particules cosmiques et leur interaction avec les détecteurs. Les autres positions permettant de sélectionner différents atténuateurs : des filtres en Aluminium/polyimide pour les sources brillantes optiques ou des filtres Beryllium pour les sources brillantes en rayons X.

2.3.5.4 Système d'étalonnage en vol

Pour continuer à évaluer l'échelle de gain en énergie des détecteurs durant toute la durée de la mission, une source modulée de rayons X (MXS pour *Modulated X-ray Source*, de Vries et al., 2018) est montée à la sortie de l'ouverture, au niveau de la CAS ("*Calibration Assembly Source*" sur Fig. 2.8). Elle émettra des photons X dans des énergies bien définies et à des moments bien déterminés pour surveiller toute dérive de l'échelle de gain durant la mission.

2.3.5.5 Unité contrôle de l'instrument

L'ICU (*Instrument Control Unit*) est l'unité de contrôle du X-IFU. Elle traite les commandes envoyées par le segment sol et fournit les télémétries pour leur transmission au sol par le satellite. Elle fournit également le signal d'horloge haute-fréquence nécessaire à l'électronique de lecture des détecteurs.

Chapitre 3

Etude de faisabilité d’objectifs scientifiques

Les capacités de spectroscopie à haute-résolution spatialement résolue du X-IFU, couplées à une surface collectrice sans précédent, permettront d’étudier en rayons X les tout premiers halos de matière de l’Univers. Afin de valider la faisabilité des objectifs scientifiques de la mission, j’ai suivi la méthode décrite dans [Cucchetti et al. \(2018a\)](#). Dans ce chapitre, je décris comment j’ai simulé des observations X-IFU d’un groupe de galaxies à $z = 2$, extrait d’une simulation cosmologique Hydrangea. Je présente ensuite la procédure que j’ai développé durant ma thèse, qui utilise un principe de modélisation directe avec un ajustement par une méthode MCMC (*Monte-Carlo Markov Chain*). Enfin, je compare les caractéristiques thermodynamiques et chimiques retrouvées par ma procédure par rapport à celles du groupe de galaxies de la simulation Hydrangea.

3.1 Etude des premiers groupes de galaxies de l’Univers avec le X-IFU

Les capacités du futur instrument X-IFU à bord du satellite Athena (voir Sec. 2.2), couplées avec une surface collectrice sans précédent pour un télescope X, permettront d’étudier les propriétés thermodynamiques de l’ICM des tout premiers groupes de galaxies. L’étude de la formation des premiers halos et de la thermodynamique du gaz pendant l’effondrement gravitationnel fait partie des thèmes scientifiques de la mission (Sec. 2.2.1). Le document des pré-requis scientifiques (SRD pour *Science Requirements Document*¹) indique que le futur observatoire devra pouvoir observer les groupes de $M_{500} \sim 5 \times 10^{13} M_{\odot}$ jusqu’à $z \gtrsim 2$.

Afin de valider la capacité de l’instrument à répondre à ces exigences, nous avons utilisés

¹https://www.cosmos.esa.int/documents/400752/400864/Athena_SciRd_v2.6_noTracking.pdf/6e506240-c8a5-3956-e80e-cf787eb712b6?t=1585220920350

des simulations numériques qui reproduisent son fonctionnement. Ces simulations prennent en compte les caractéristiques optiques du télescope, les contaminations astrophysiques et les perturbations instrumentales du détecteur, afin de générer des observations réalistes de sources entièrement modélisées et maîtrisées par l'utilisateur. Cela permet de mesurer l'impact des performances instrumentales sur les performances scientifiques. L'écart entre les caractéristiques physiques de la source astrophysique simulée en entrée, et les mesures faites sur les résultats en sortie de la simulation, fournit une étude de la faisabilité des objectifs scientifiques.

Nous avons réalisé l'étude d'un cas : la mesure des propriétés thermodynamiques (Sec. 1.3.1 d'un groupe de galaxies à $z = 2$ avec le X-IFU. A partir d'un groupe de galaxies distant simulé numériquement (Sec. 3.2), nous avons généré des observations réalistes de ce groupe avec l'instrument X-IFU (Sec. 3.3). Les données issues des observations ont été traitées par une modélisation directe (Sec. 3.4). Elle consiste à utiliser un modèle paramétrique qui prédit ce que l'on observerait à partir d'un jeu de paramètres. Ces prédictions sont ajustées aux observations par un échantillonnage MCMC (*Monte-Carlo Markov Chain*). Les résultats obtenus (Sec. 3.5) sont comparés aux données d'entrées pour quantifier la qualité avec laquelle elles peuvent être reconstruites avec le X-IFU.

3.2 Simulation d'un groupe de galaxies à $z = 2$

Pour notre étude, nous souhaitons simuler numériquement un groupe de galaxies incluant les processus astrophysiques à l'oeuvre dans le gaz intra-amas, décrits en Sec. 1.3.2. L'utilisation de ces simulations numériques pour modéliser des objets astrophysiques et réaliser de fausses observations par des télescopes, comme décrit dans [ZuHone et al. \(2014\)](#), est largement employé (voir [Biffi et al., 2013](#); [Roncarelli et al., 2018](#); [ZuHone et al., 2022](#)). Il existe plusieurs simulations numériques de ce genre, chacune ayant implémenté ou paramétré la physique différemment suivant l'objet de leur étude. La simulation Millenium ([Lemson & Virgo Consortium, 2006](#)) étudie la formation des grandes structures en ne simulant que de la matière noire dans de grands cubes (500 cMpc² de côté). La simulation IllustrisTNG ([Sijacki et al., 2015](#)) étudie l'évolution des trous noirs supermassifs au cours du temps cosmique. Horizon-AGN ([Dubois et al., 2016](#)) se spécialise dans la simulation de la rétroaction des AGN pour étudier son effet sur la morphologie des galaxies. Le développement des supercalculateurs et de l'amélioration des codes de simulations ont permis de modéliser de plus en plus précisément les très grandes structures comme les amas de galaxies, avec *The Three Hundred project* ([Cui et al., 2018](#)). Les simulations FABLES ([Henden et al., 2018](#)) se spécialisent dans l'étude des rétroactions de la physique baryonique dans les galaxies, groupes et amas. Les simulations DIANOGA ([Bassini et al., 2020](#)) étudient la formation stellaire dans les proto-amas de galaxies. Pour notre étude, nous avons choisi une des simulations Hydrangea ([Bahé et al., 2017](#)) relatives à la formation des galaxies dans et autour des amas massifs.

²cMpc est pour kpc comobile. La taille des boîtes des simulations n'est pas modifiée par la prise en compte de l'expansion de l'Univers.

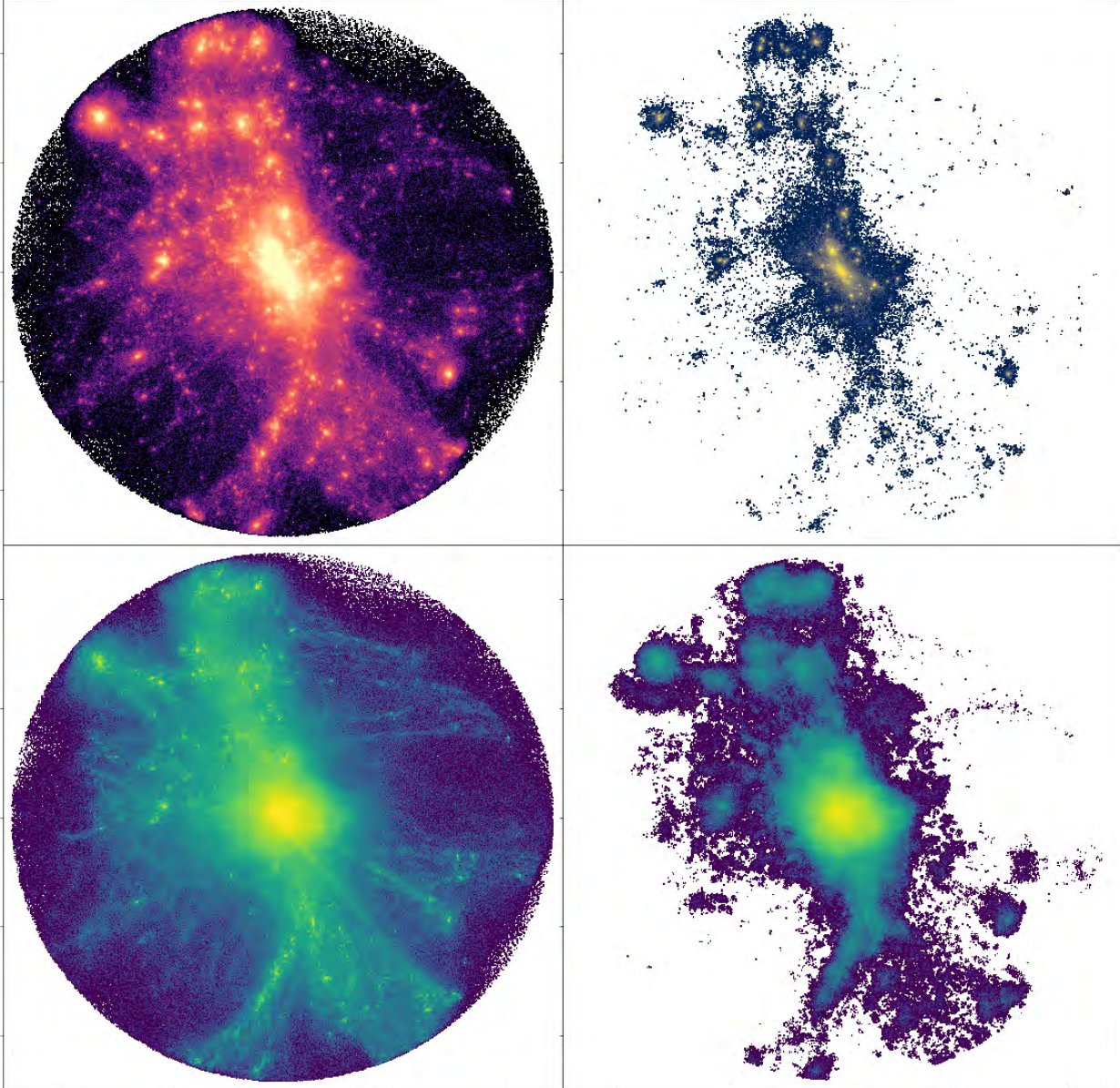


FIGURE 3.1 : Visualisation des différentes particules SPH de la simulation Hydrangea extraites pour le groupe de galaxies à $z = 2$, dans une sphère de rayon 1.5 Mpc centrée sur le centre de gravité du groupe. (Haut-Gauche) Matière noire. (Haut-Droite) Galaxies. (Bas-Gauche) Gaz. (Bas-Droite) Particules de gaz sélectionnées (voir Sec. 3.2.2.1) pour modéliser le milieu intra-amas (ICM).

3.2.1 La simulation cosmologique : Hydrangea

Hydrangea³ est une suite de 24 simulations cosmologiques d’amas massifs de galaxies. Ces simulations utilisent le code libre GADGET-3 (Springel, 2005) basé sur un schéma de maillage de particules à N-corps pour le calcul des forces gravitationnelles. Les fluides de la simulation sont représentés par la méthode de l’hydrodynamique des particules lissées (SPH pour *Smoothed Particle Hydrodynamics*). Il s’agit d’une méthode avec un maillage adaptatif, où la résolution varie pour focaliser les calculs de la simulation aux points d’intérêts.

Les simulations Hydrangea héritent du modèle de simulation de EAGLE (Evolution and Assembly of Galaxies and their Environments, The EAGLE team, 2017). Cette dernière a pour but d’étudier la formation et l’évolution des galaxies. La taille des boîtes des simulations EAGLE varient entre 25 et 100 cMpc de côté. Le projet *Cluster-EAGLE* (C-EAGLE, Barnes et al., 2017) a utilisé des boîtes de 3200 cMpc de côté, avec une résolution plus modeste, pour permettre la formation d’amas de galaxies dans ces simulations. Hydrangea a réutilisée 24 des 30 amas massifs ($10^{14} M_{\odot} < M_{200} < 10^{15.4} M_{\odot}$ pour $z = 0$) de C-EAGLE, en se focalisant sur les régions des amas ($\sim 10 R_{200}$), pour retrouver la résolution de EAGLE : masse minimale des particules de $m = 1.81 \times 10^6 M_{\odot}$ et résolution spatiale de $l = 0.7 \text{ pkpc}^4$ à $z < 2.8$; contre $m \sim 10^9 M_{\odot}$ et $l \sim 5 \text{ kpc}$ pour C-EAGLE.

La simulation Hydrangea, comme pour EAGLE, adopte un modèle cosmologique Λ -CDM 1.1 avec des paramètres cosmologiques tirés des résultats de Planck Collaboration (2014) (voir Tab. 3.1).

Paramètre	Valeur
Ω_m	0.307
Ω_{Λ}	0.693
Ω_b	0.04825
h_{100}	0.6777
σ_8	0.8288
n_s	0.9611
Y	0.248

TABLE 3.1 : Paramètres cosmologiques des simulations Hydrangea. Ω_m , Ω_{Λ} , Ω_b sont respectivement les densités de matière, d’énergie noire et de matière baryonique. $h_{100} = H_0/100 [km s^{-1} Mpc^{-1}]$ avec H_0 la constante de Hubble-Lemaître à $z = 0$. σ_8 est l’écart-type des fluctuations de densité de matière calculées dans des sphères de 8 Mpc de rayon. n_s est l’exposant du spectre de puissance des perturbations adiabatiques primordiales. Y est l’abondance primordiale d’hélium.

Les processus physiques implémentés dans la simulation Hydrangea sont les suivants. Le refroidissement radiatif est calculé pour 11 éléments chimiques, élément par élément (H , He , C , N , O , Ne , Mg , Si , S , Ca et Fe), en suivant la méthode décrite dans Wiersma et al. (2009a). Celle-ci prend en compte le rayonnement de fond UV et X des quasars et galaxies

³Appelé ainsi pour la fleur *Hydrangea macrophylla* dont la couleur de ses pétales changent du bleu au rouge en fonction de son environnement, en analogie à la relation couleur - densité des galaxies.

⁴pkpc signifie kpc physique. $1\text{pkpc} = 1\text{kpc} / (1+z)$.

éloignées (Haardt & Madau, 2001). La formation stellaire est implémentée de manière stochastique en convertissant des particules de gaz en particules d'étoiles. Le taux de formation d'étoiles suit la loi décrite dans Schaye & Dalla Vecchia (2008) et le nombre de particules dans la simulation est conservé. L'évolution stellaire et l'enrichissement chimique sont décrits dans Wiersma et al. (2009b). La rétroaction énergétique des supernovae est modélisée par une injection de chaleur et d'énergie cinétique aux particules environnantes, de manière stochastique (Schaye et al., 2015). La rétroaction des trous noirs supermassifs ("rétroaction des AGN") est un point crucial de la physique des simulations numériques cosmologiques. Elles l'intègrent de plusieurs manières différentes (Hlavacek-Larrondo et al., 2022). La simulation EAGLE la modélise uniquement par injection d'énergie thermique. Cette méthode est largement utilisée dans les simulations cosmologiques car elle est facile à implémenter.

3.2.1.1 Extraction de l'amas

Nous avons sélectionné le halo le plus massif de la simulation Hydrangea à $z = 2$. Avec une masse de $M_{500} = 7 \times 10^{13} M_{\odot}$, il se trouve dans le régime de masse des groupes de galaxies ($M \leq 10^{14} M_{\odot}$). Nous avons analysé l'évolution de ce groupe en simulant des observations à 3 *redshifts* différents : 1, 1.5 et 2. La Table 3.2 récapitule les caractéristiques des amas.

z	M_{500} ($10^{14} M_{\odot}$)	R_{500} (kpc)	T_{500} (keV)	θ_{500} (arcmin)
1.016	2	616	4.12	1.24
1.493	1	419	3.25	0.80
1.993	0.7	309	3.44	0.60

TABLE 3.2 : Caractéristiques de l'amas CE-22 de la simulation Hydrangea à 3 *redshifts* différents.

Pour chacun des trois amas simulés, nous extrayons les particules SPH⁵, modélisant le gaz, dans une sphère de rayon 1.5 cMpc centrée sur le centre de gravité de l'amas (Fig. 3.1). Certaines caractéristiques sont directement extraites de la simulation pour chacune des particules, comme leur position \vec{x} , leur vitesse \vec{v} dans le référentiel de l'amas, leur température T , leur masse m ou leur densité massique ρ . D'autres quantités sont calculées, comme le volume de chaque particule par $V = m/\rho$, où les abondances des 11 éléments chimiques. Pour chaque élément X , la fraction de masse M_X est convertie en abondance chimique Z_X , en unité de métallicité solaire, par la formule suivante :

$$Z_X = \frac{M_X}{M_H \times Z_{\odot,X} \times \mathcal{M}_X} [Z_{\odot}] \quad (3.1)$$

où $Z_{\odot,X}$ est l'abondance solaire extraite de Anders & Grevesse (1989), M_H la fraction de masse d'hydrogène et \mathcal{M}_X est la masse atomique de l'élément.

⁵J'ai utilisé pour cela le package Python dédié aux simulations Hydrangea, voir <https://hydrangea.readthedocs.io/en/latest/>

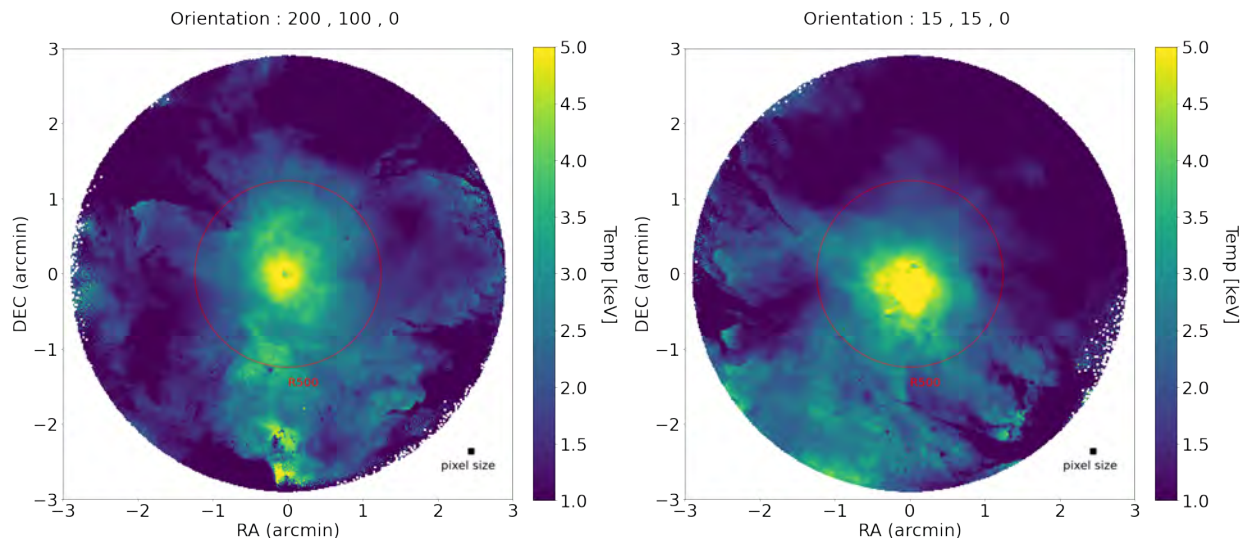


FIGURE 3.2 : Carte des température projetées pondérées par la mesure d’émission (EM). Un cercle de rayon R_{500} est indiqué en rouge et le carré noir représente la surface angulaire d’un pixel. (Gauche) Configuration “régulière” minimisant la dispersion de la température projetée sur le plan du ciel. (Droite) Configuration “irrégulière” maximisant la dispersion spatiale de la température projetée.

3.2.1.2 Choix des lignes de visées

Nous souhaitons étudier la capacité du X-IFU à reconstruire la distribution spatiale de caractéristiques clés de l’amas, comme la température ou les abondances chimiques de certains éléments. Pour cela, une fois les positions et vitesse des particules extraites dans le référentiel de l’amas Hydrangea, j’ai ajouté la possibilité d’effectuer une rotation de l’amas autour de son centre de gravité et modifiant ainsi la direction de la ligne de visée. J’ai ensuite analysé méthodiquement (voir Annexe B) plusieurs lignes de visées en visualisant les températures et abondances chimiques projetées. Ces quantités sont pondérées par la mesure d’émission (EM pour *emission-measure*), soit la formule suivante pour la température :

$$T_{EM} = \frac{\int n_e^2 T dV}{\int n_e^2 dV} \quad (3.2)$$

Après l’analyse, j’ai choisi qualitativement 2 orientations pour chaque *redshift* de l’amas Hydrangea (voir Fig. 3.2) :

- Une orientation maximisant la dispersion dans le plan du ciel des caractéristiques thermodynamiques et chimiques (configuration dénommée **irrégulière** dans le reste du manuscrit)
- Une orientation minimisant la structure du groupe de galaxies dans le plan du ciel (configuration dénommée **régulière** dans le reste du manuscrit)

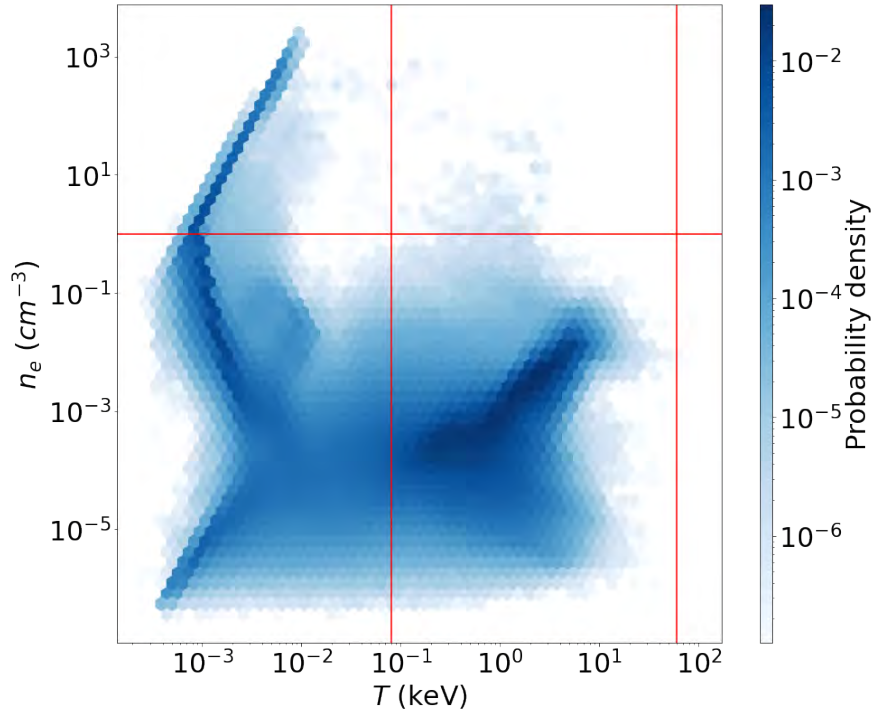


FIGURE 3.3 : Distribution des particules SPH de gaz dans la simulation Hydrangea du groupe à $z = 2$, en fonction de la densité électronique n_e et de la température T . Les lignes rouges symbolisent les sélections effectuées, en température et densité, sur les particules de gaz pour représenter l'ICM.

3.2.2 Modélisation de l'émission en rayons X du groupe de galaxies

3.2.2.1 Sélection des particules d'ICM

Afin de modéliser l'émission en rayons X de notre groupe de galaxies, j'ai sélectionné uniquement les particules de gaz représentatives de l'ICM. Les températures des particules sont limitées entre $0.0808 \text{ keV} < k_B T < 60 \text{ keV}$. Ces bornes inférieures et supérieures sont définies par la tabulation du modèle `vapec` dans le logiciel XSPEC (voir ci-après). La densité électronique du gaz est limitée à $n_e < 1 \text{ cm}^{-3}$, pour éviter des particules trop denses et non représentatives de l'ICM (Fig. 3.3). La simulation des phénomènes de rétroaction par Hydrangea, avec injection de chaleur et limitation du refroidissement (voir Sec. 3.2.1), peut artificiellement augmenter la température de certaines régions très denses.

3.2.2.2 Modélisation de l'émission de l'ICM en rayons X

Une fois les particules de gaz correspondant à l'ICM sélectionnées, j'ai modélisé leur émission en rayons X en suivant la méthode décrite dans Cucchetti et al. (2018a). Chaque particule de gaz est considérée comme un plasma diffus ionisé. Son spectre d'émission est modélisé par le code APEC (Smith et al., 2001) calculé à partir de la base de données atomiques AtomDB (Foster et al., 2012). J'ai utilisé pour cela XSPEC (Arnaud, 1996) un logiciel d'analyse de

spectroscopie en rayons X, où est implémenté le modèle `vappec`⁶ permettant de configurer indépendamment les 11 espèces chimiques tracées dans la simulation Hydrangea. Les abondances solaires de référence sont celles de Anders & Grevesse (1989). Les surfaces efficaces d’absorption photoélectrique sont celles de Verner et al. (1996).

La normalisation \mathcal{N} du modèle `vappec` est calculée avec la formule suivante :

$$\mathcal{N} = \frac{10^{-14}}{4\pi[D_A(1+z)]^2} \int_V n_e n_H dV \quad (3.3)$$

où n_e et n_H sont respectivement les densités électronique et d’ion hydrogène. On considère le plasma entièrement ionisé avec $n_e = 1.2 \times n_H$. D_A est la distance angulaire du groupe calculée à partir de la cosmologie de la simulation Hydrangea (Tab. 3.1). z est le *redshift* de chaque particule calculé comme suit :

$$1+z = (1+z_{los})(1+z_{clus}) = 1+z_{los} + z_{clus} + z_{clus} \times z_{los} \quad (3.4)$$

avec z_{clus} le *redshift* cosmologique de l’amas. z_{los} est le *redshift* lié à la vitesse v_{los} de la particule le long de la ligne de visée par la relation :

$$1+z_{los} = \sqrt{\frac{1+v_{los}/c}{1-v_{los}/c}} \quad (3.5)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour modéliser l’absorption galactique, nous utilisons le modèle `wabs` (Morrison & McCammon, 1983) implémenté dans XSPEC. La densité de la colonne d’hydrogène est fixé à $\eta_H = 0.03 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. C’est une valeur typique pour les hautes latitudes galactiques (Kalberla et al., 2005).

XSPEC permet alors de simuler le spectre d’émission à la Terre de chaque particule SPH par un modèle `wabs*vappec` dans la bande d’énergie 0.2 - 12 keV. Ces spectres sont utilisés comme une densité de probabilité pour tirer le nombre de photons approprié, suivant une loi Poissonnienne :

$$\lambda = \mathcal{F}_i \times \Delta t \times \mathcal{A} \quad (3.6)$$

avec \mathcal{F}_i le flux (i.e. l’intégrale du spectre d’émission) de chaque particule de gaz i dans la bande 0.2 - 12 keV, Δt le temps d’exposition et \mathcal{A} l’aire du miroir du télescope. A ce stade de la modélisation, l’aire collectrice considérée est prise égale à $\mathcal{A} = 20\,000 \text{ cm}^2$. Cette valeur est délibérément supérieure à la surface efficace du miroir d’Athena à toutes les énergies. Le temps d’exposition est systématiquement multiplié par 10. De cette manière la liste de photons générée est sur-dimensionnée pour fournir une statistique appropriée pour la suite de la simulation (voir Sec. 3.3.1) et pour éviter tout biais dû à un sous-échantillonnage.

La liste de photons ainsi obtenue contient les coordonnées spatiales, en ascension droite (RA) et déclinaison (DEC), et énergie de chaque photon tirée par la distribution Poissonnienne. Les coordonnées du photon sont celles de la particule SPH de la simulation. La longueur de lissage de la simulation (i.e. sa résolution spatiale est de quelques kpc) est largement inférieure à la fonction d’étalement du point (PSF pour *Point Spread Function*) du X-IFU ($5'' \simeq 40 \text{ kpc}$ à $z = 2$).

⁶<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node134.html>

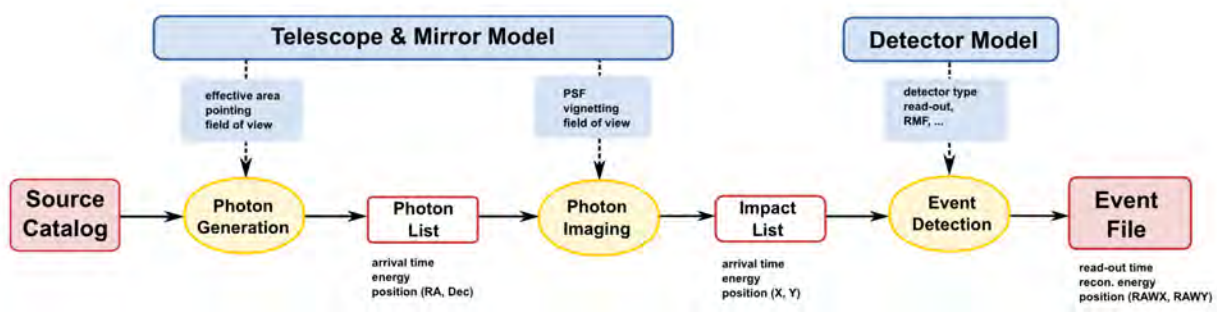


FIGURE 3.4 : Organigramme du fonctionnement de SIXTE. Les trois fonctions principales de SIXTE sont représentées par les blocs jaunes : depuis un fichier source (SIMPUT), le logiciel génère une liste de photons vus par le télescope. Le logiciel simule l’optique du télescope pour calculer les photons reçus par le détecteur. Il reproduit enfin le principe de détection du détecteur pour générer une liste d’évènements, à l’image de celle de l’instrument final. Figure reproduite de [Dauser et al. \(2019\)](#).

3.3 Simulations réalistes d’observations du X-IFU

3.3.1 Le simulateur SIXTE

Pour simuler les observations de l’instrument X-IFU, nous avons utilisé le logiciel de simulation de télescope à rayons X nommé SIXTE (*Simulation of X-ray Telescopes*, [Wilms et al., 2014](#); [Dauser et al., 2019](#)). Celui-ci prend en entrée une liste de photons simulés par la source ou bien génère des photons X à partir d’un catalogue de sources astronomiques. Ceux-ci sont ensuite imagés dans le champ de vue, reçus par les pixels du détecteur, puis traités par l’instrument pour générer une liste d’évènements (diagramme de fonctionnement en Fig. 3.4). Le simulateur SIXTE permet de produire une observation de 100 ks du X-IFU en seulement quelques heures en decoupant le traitement sur une trentaine de processeurs.

SIXTE peut intégrer deux types de données d’entrées : soit une liste de photons émis par une source simulée, comme présentée précédemment, soit un catalogue de sources astrophysiques au format générique appelé SIMPUT (*Simulation Input*, [Schmid et al., 2013](#)).

Liste de photons

Pour connaître les photons collectés par le télescope, le simulateur a besoin de trois informations : le pointage de l’instrument, son champ de vue et la surface efficace du télescope. L’information du champ de vue est donnée par un fichier `.xml` listant les caractéristiques de l’optique du télescope. La surface efficace en fonction de l’énergie du photon (Fig. 2.6) est intégrée dans le fichier ARF (*Ancillary Response File*). On obtient la liste de photons entrant dans le télescope.

Liste d’impacts

SIXTE simule l’optique du télescope pour propager ces photons jusqu’aux détecteurs. Le vignettage et la fonction d’étalement du point (PSF) sont modélisés par des fichiers dédiés. Ils contiennent les fonctions de probabilités 2D de transmission du photon, en fonction de l’énergie de ce dernier et de sa position angulaire. On obtient une liste d’impacts, en position

et en énergie, sur les pixels du détecteur.

Liste d’évènements

L’étape finale du processus de SIXTE est la prise en compte de la réponse du détecteur pour chaque impact. L’efficacité quantique du détecteur est incluse dans le fichier ARF. Le fichier RMF (*Redistribution Matrix File*) modélise la fonction de redistribution en énergie de l’instrument. Il attribue à chaque impact une énergie fonction de la résolution spectrale du détecteur. On obtient au final une liste d’évènements, similaire à celle d’une observation réelle, contenant la position, l’heure d’arrivée et l’énergie reconstruite des photons.

SIXTE permet aussi de simuler les temps d’arrivées des photons pour modéliser l’empilement, ou bien la diaphonie électrique et thermique entre les pixels des détecteurs. Ces processus sont non pertinents pour des observations de groupes de galaxies avec un faible taux de comptage et n’ont pas été simulés dans notre étude.

Les fichiers de réponses (ARF et RMF) sont fournis par le consortium X-IFU⁷. La version des fichiers utilisés est celle de octobre 2018, modélisant une matrice de 3148 pixels de $271 \mu\text{m}$ de côté, espacés entre eux de $275 \mu\text{m}$, soit un facteur de remplissage des pixels de 0.97.

3.3.2 Fonds d’émissions astrophysiques et instrumentales

En plus de la simulation des photons de l’amas, notre étude modélise également le fond en rayons X impactant le satellite Athena et ses détecteurs, pour obtenir des observations réalistes de l’instrument. Le fond X peut se diviser en trois composantes :

- Le fond X astrophysique (**AXB** pour *Astrophysical X-ray Background*) correspond à l’émission en rayons X de la galaxie. Cette composante est modélisée par un plasma ionisé non-absorbé (**apec**) pour la bulle locale, et un plasma ionisé absorbé (**wabs*apec**) pour le halo galactique, comme décrit dans [McCammon et al. \(2002\)](#). Les paramètres de ces émissions ont été étudiés par [Lotti et al. \(2014\)](#) pour la mission Athena et sont repris pour notre simulation (voir Tab. 3.3).
- Le fond X cosmique (**CXB** pour *Cosmic X-ray Background*) est la contribution des sources ponctuelles X (essentiellement des AGN) sur le champ de vue de l’instrument. Cette composante est modélisée suivant la procédure décrite dans [Clerc et al. \(2018\)](#) : une liste d’AGN est tirée aléatoirement selon leur fonction de luminosité $N(L_{0.5-2\text{keV}}, z)$, qui est décrit dans [Hasinger et al. \(2005\)](#). A chaque source est associé un spectre d’émission en rayons X comme spécifié dans [Gilli et al. \(2007\)](#). Ces sources ponctuelles sont ensuite réparties uniformément sur le plan du ciel dans un angle solide plus grand que celui du champ de vue du télescope. La répartition uniforme de ces sources néglige les phénomènes de concentration spatiale des AGN liée à la présence des grandes structures. Une partie des sources seront résolues spatialement. Avec la résolution spatiale d’Athena de $5''$, 80% de ces sources seront résolues ([Moretti et al., 2003](#)). Cette limite correspond à un flux minimum à partir duquel la source est résolue. En fonction du temps d’exposition des observations, ce flux minimum est de :

- pour 100 ks : $\sim 3 \times 10^{-16} \text{ erg/s/cm}^2$
- pour 250 ks : $\sim 2 \times 10^{-16} \text{ erg/s/cm}^2$

⁷<http://x-ifu.irap.omp.eu/resources>

– pour 1 Ms : $\sim 10^{-16}$ erg/s/cm²

Les AGN modélisées ayant des flux supérieurs à ces valeurs sont listées dans un fichier SIMPUT et simulées par SIXTE. Les AGN avec des flux inférieurs sont traités comme une source diffuse et modélisés avec un spectre d'émission en loi de puissance absorbée (`wabs*powerlaw`), comme défini dans [McCammon et al. \(2002\)](#). Comme pour l'AXB, les paramètres de cette émission sont repris de [Lotti et al. \(2014\)](#) et listés dans la Tab. 3.3.

- Le fond diffus instrumental (**NXB** pour *Non X-ray Background*) est causé par les particules cosmiques chargées (particules primaires), ou bien les électrons générés par l'interaction de ces rayons cosmiques avec le plan focal de l'instrument (particules secondaires), qui peuvent déposer de l'énergie dans la bande d'énergie sensible du détecteur. Le Cryo-AC ([D'Andrea et al., 2022](#)), décrit en Sec. 2.3.2.3, est un détecteur actif d'anti-coïncidence permettant de réduire le niveau de NXB en dessous de 5×10^{-3} cts/s/cm²/keV dans la bande d'énergie 2 - 10 keV ([Lotti et al., 2021](#)). La génération de la composante de NXB est directement implémentée dans SIXTE.

Modèle	Paramètre	Valeur
<i>Composante AXB non-absorbée</i>		
apec	T	0.099 keV
	Z	$1 Z_{\odot}$
	z	0
	$Norm$	$1.7 \cdot 10^{-6}$ cts/s/keV/arcmin ²
<i>Composante AXB absorbée</i>		
wabs	η_H	$0.03 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$
	T	0.225 keV
apec	Z	$1 Z_{\odot}$
	z	0
	$Norm$	$7.3 \cdot 10^{-7}$ cts/s/keV/arcmin ²
<i>Composante CXB</i>		
wabs	η_H	$0.03 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$
powerlaw	Γ	1.52
	$Norm$	$4 \cdot 10^{-8}$ cts/s/keV/arcmin ²

TABLE 3.3 : Paramètres des modèles de fond diffus AXB et CXB utilisés dans la simulation. Les valeurs sont issues de [Lotti et al. \(2014\)](#)

La commande `xifupipeline` de SIXTE permet de modéliser l'émission de ces fonds X, en même temps que les photons du groupe de galaxies. Le simulateur prend en compte les caractéristiques optiques du télescope et instrumentales du détecteur pour tous les photons. Nous avons simulé des observations de l'amas Hydrangea pour chacun des 3 *redshifts* (Tab. 3.2) avec chacune des deux orientations choisies (Sec. 3.2.1.2). Ces observations ont été réalisées avec des temps d'exposition de 100 ks et 250 ks. Pour le groupe à $z = 2$ nous avons également réalisé une troisième exposition plus longue de 1 Ms.

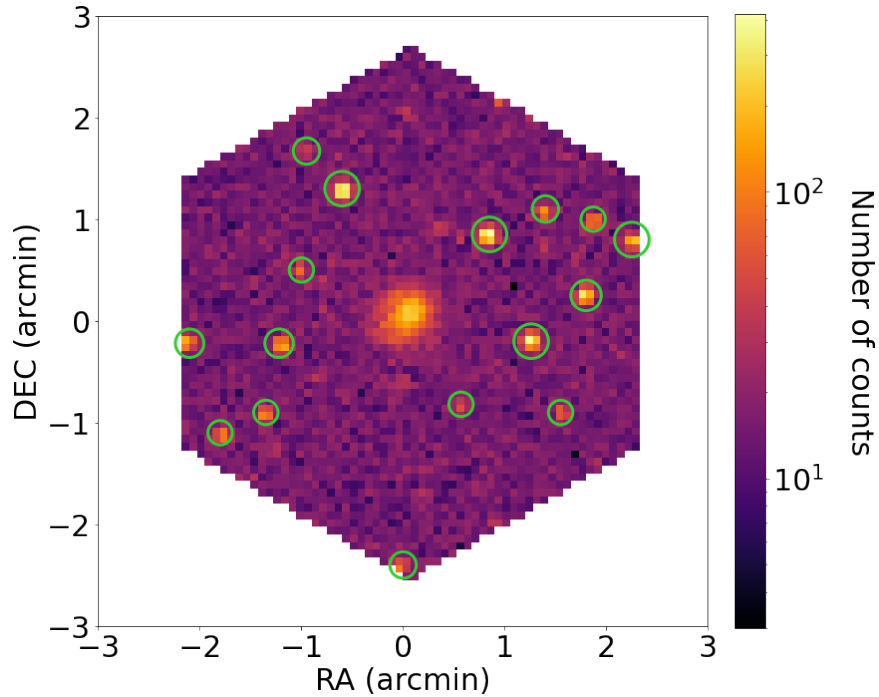


FIGURE 3.5 : Observation simulée de l’instrument X-IFU du groupe de galaxies à $z = 2$, avec l’orientation “irrégulière” et 100 ks de temps d’exposition. La simulation inclue les fonds X astrophysiques et les effets instrumentaux. Les cercles verts représentent les sources ponctuelles (AGN) masquées manuellement, dans le reste de l’analyse.

3.3.3 Traitement des données

A partir de la liste d’évènements en sortie de SIXTE, nous produisons une image de chaque observation en nombre de coups (Fig. 3.5). Les sources ponctuelles AGN sont masquées de l’image en suivant la méthode décrite dans Cucchetti et al. (2018a) : les sources du CXB dont les flux sont supérieurs aux valeurs mentionnées en Sec. 3.3.2 sont simulées à nouveau afin de déterminer leur position. Ensuite, pour chaque pixel on calcule la moyenne et écart-type des nombres de coups des 8 pixels voisins. Si le nombre de coups de ce pixel est supérieur à 2σ par rapport au nombre de coups moyens des pixels voisins, celui-ci est masqué. Ceci permet de tenir compte de l’émission diffuse du groupe de galaxies.

Une fois ces sources masquées, une inspection visuelle est effectuée pour retirer manuellement les sources AGN résiduelles, ou bien d’éventuelles sources ponctuelles liées à la simulation Hydrangea. Nous avons extrait le profil de brillance de surface (i.e. le taux de comptage par unité d’angle solide) et effectué une analyse spectrale avec XSPEC. Pour la suite, nous limitons notre étude à une analyse radiale des observations et de la modélisation.

3.3.3.1 Profil de brillance de surface

Les profils de brillance de surface sont extraits directement sur l’image de l’observation pour tenir compte de la pixélisation du X-IFU. Les profils sont calculés en anneaux, centrés sur l’axe optique et espacés entre eux d’une largeur de pixel (\approx une taille de PSF). Tout pixel dont le centre se trouve à l’intérieur de l’anneau est considéré comme étant dans l’anneau.

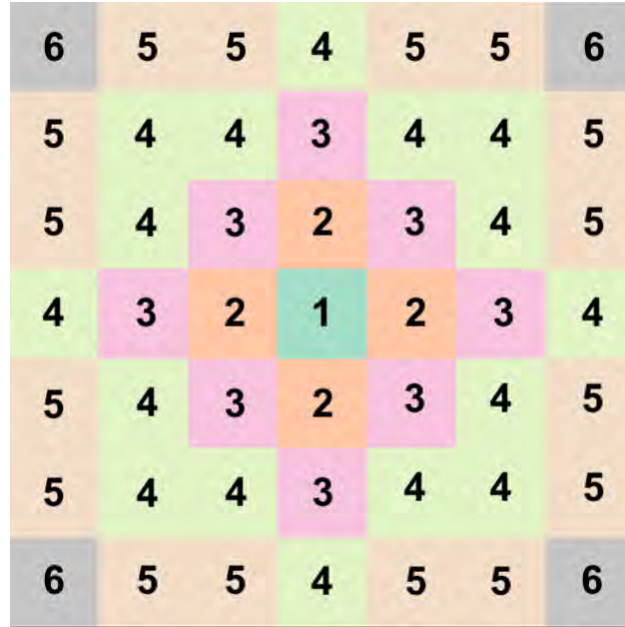


FIGURE 3.6 : Schéma d'extraction des profils de brillance de surface en prenant en compte la pixélisation de l'image. Chaque couleur représente un "anneau" et son chiffre est le numéro de l'anneau. L'anneau 1 (pixel central) se trouve au rayon 0, le 2 au rayon $4.76''$ (taille angulaire d'un pixel), etc.

Ainsi le premier anneau est le pixel central de la matrice hexagonale, le second est une croix avec les quatre pixels adjacents, etc (Fig. 3.6). L'axe optique de l'observation coïncide avec le centre de gravité du groupe de galaxies.

Afin de minimiser l'impact de la distribution spatiale de la température sur le profil de brillance de l'ICM, ceux-ci sont extraits à partir d'images produites dans la bande d'énergie 0.4 - 1 keV. Dans cette bande, le spectre du rayonnement du continuum (*bremsstrahlung*) est relativement plat et l'impact de la coupure exponentielle liée à la température est faible même à $z = 2$ (voir Fig. 3.16 gauche, pour un profil de brillance du groupe de galaxies d'Hydrangea à $z = 2$).

3.3.3.2 Analyse spectrale

Pour mesurer les distributions radiales des températures et abondances chimiques projetées le long de la ligne de visée, nous effectuons une analyse spectrale en suivant la procédure suivante. Comme pour le profil de brillance, des spectres dans les anneaux centrés sur l'axe optique sont extraits. De manière à avoir suffisamment de signal dans la réalisation des spectres, les anneaux ont des largeurs variables pour avoir au minimum 10 000 coups par anneau (soit un rapport signal-sur-bruit de 100 en considérant une distribution Poissonienne). Cela représente 6 anneaux du centre jusqu'à un cercle de rayon R_{500} (Fig. 3.7).

Des spectres en énergie sont extraits dans les 6 anneaux et dans la zone $r > R_{500}$, avec la commande `makespec` de SIXTE. Ils sont regroupés en suivant la méthode optimale de [Kaastra & Bleeker \(2016\)](#). Cette technique prend en argument le fichier réponse RSP pour optimiser le regroupement des canaux et éviter de grouper entre eux des canaux avec des

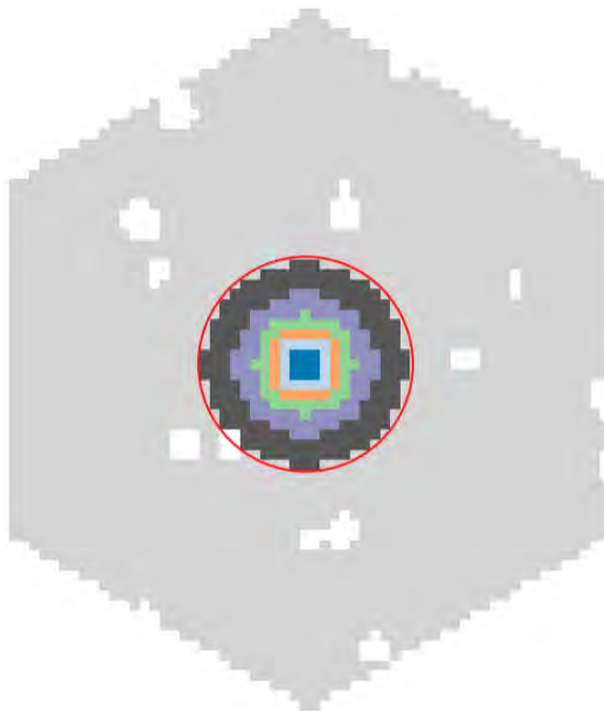


FIGURE 3.7 : Représentation des 6 “anneaux” pour l’analyse spectrale (une couleur par anneau) dans le cas du groupe à $z = 1.5$. Le cercle rouge représente un cercle de rayon R_{500} et délimite la zone à l’intérieur de laquelle nous limitons l’analyse spectrale radiale. La zone grise est utilisée pour ajuster les paramètres de normalisation des fonds diffus X. Les zones blanches représentent les sources masquées.

réponses instrumentales très différentes. Un fichier réponse RSP, qui est la convolution de la RMF et la ARF, est calculé pour chaque anneau. On utilise le fichier RMF du détecteur tandis qu’un fichier ARF spécifique est calculé pour chaque anneau, en prenant en compte l’effet du vignettage au rayon moyen de l’anneau.

On commence par ajuster le fond X sur la zone $r > R_{500}$ (zone grise dans la Fig. 3.7). On utilise un modèle `constant+apec+wabs*(apec+powerlaw)` avec les paramètres fixés aux valeurs de la Tab. 3.3. Seules les 3 normalisations et la constante du NXB sont laissées libres. L’ajustement des modèles au spectre est réalisé avec XSPEC en utilisant la statistique de Cash (1979). Nous considérons que le fond diffus X est homogène sur tout le champ de vue. Les valeurs des normalisations déterminées dans la zone $r > R_{500}$ sont ramenées à la surface angulaire de chaque anneau. Celle-ci est calculée en multipliant la surface angulaire d’un pixel par le nombre de pixels de l’anneau (voir Fig. 3.7). Ces normalisations des composantes du fond astrophysique sont fixées pour la suite.

La contribution du groupe de galaxie est mesurée par l’ajustement d’un modèle `wabs*vappec`, pour les 6 anneaux indépendamment (Fig. 3.8). Seules les paramètres de normalisation, température et abondances de Fe , Si et Mg sont laissés libres. Nous limitons notre analyse à ces 3 éléments dont l’intensité des raies d’émission est accessible en détection au X-IFU, jusqu’à $z = 2$. Les autres abondances sont fixées à leur valeur moyenne dans l’anneau, pondérée par la mesure d’émission le long de la ligne de visée (Eq. 3.2). Le *redshift* du

groupe est supposé connu et est fixé à la valeur de la simulation Hydrangea. Les mesures de températures et d'abondances nous donnent un profil radial de ces quantités projetées (Fig. 3.18). Dans notre modélisation (Sec. 3.4) nous considérerons que ces quantités sont pondérées par la mesure d'émission le long de la ligne de visée.

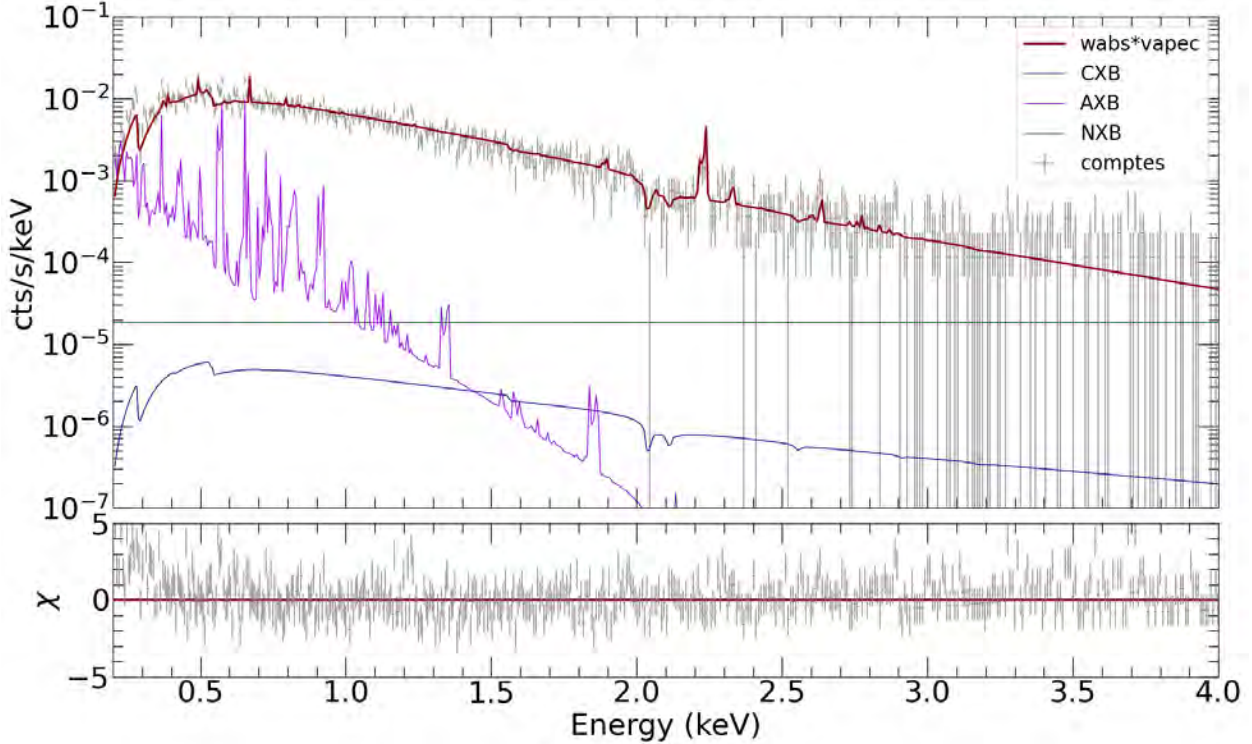


FIGURE 3.8 : Spectre en énergie dans la bande 0.2 - 4 keV de l'anneau central ($0-0.15 R_{500}$) pour l'observation du groupe de galaxies à $z = 2$ pendant 100 ks. Les modèles de l'AXB, CXB et NXB (Tab. 3.3) sont représentés respectivement en violet, bleu et vert. Le modèle `wabs*vapec` ajusté au spectre pour mesurer la contribution de l'amas est en rouge. Les résidus en χ , par rapport au modèle total, sont représentés dans l'encart en bas.

3.4 Analyse Bayésienne par modélisation directe

Nous utilisons ces résultats, issues de l'analyse en 2D projetées le long de la ligne de visée, pour retrouver les propriétés thermodynamiques en 3D du groupe de galaxies. Les données de brillance de surface et analyse spectrale sont utilisées pour le calcul de vraisemblance de nos paramètres. Nous utilisons pour cela un principe de modélisation directe, ajustée par un échantillonnage MCMC (*Monte-Carlo Markov Chain*).

3.4.1 Modélisation directe

Dans notre étude, nous souhaitons retrouver les distributions radiales 3D des propriétés thermodynamiques (densité électronique n_e , pression P , température T et pseudo-entropie K) et chimiques (abondances des éléments Fe , Si et Mg) du groupe de galaxies. En partant de ces distributions, j'ai élaboré une modélisation qui simule les profils de brillance et de température, par un processus en 5 étapes, illustré en Fig. 3.9 et décrit ci-après.

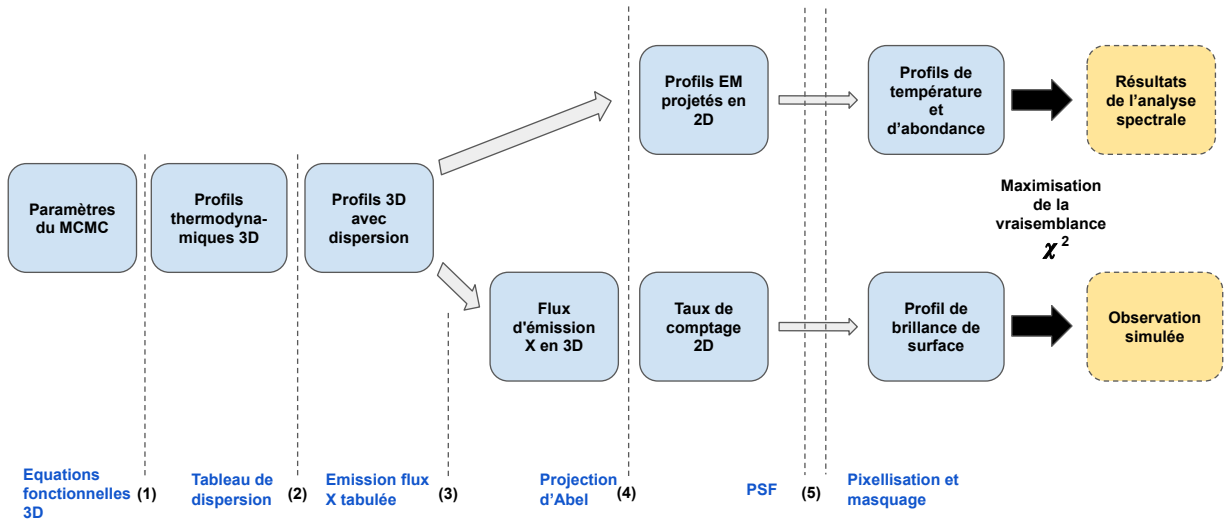


FIGURE 3.9 : Schéma explicatif des 5 étapes de la modélisation directe suivie de l'ajustement par MCMC.

3.4.1.1 Equations fonctionnelles 3D

Nous considérons la densité électronique et la pression de l'ICM comme deux quantités physiques indépendantes. La température et la pseudo-entropie dérivent de la densité et la pression. La distribution de densité électronique est modélisée par une fonctionnelle de [Vikhlinin et al. \(2006\)](#) simplifiée en fixant $\epsilon = 0$ et en supprimant le β -model servant à modéliser le coeur d'amas proches. Cela nous donne la formule suivante :

$$n_e^2(x) = \frac{n_0^2}{(x/r_s)^{\alpha_1} [1 + (x/r_s)^2]^{3\beta_1 - \alpha_1/2}} \quad (3.7)$$

où $x = r/R_{500}$ est le rayon adimensionné, n_0 est la densité électronique centrale, α_1 et β_1 sont respectivement les pentes interne et externe et r_s est le rayon d'échelle.

La distribution de pression est modélisée par un profil gNFW (voir Eq. 1.19)

$$P(x) = \frac{P_0}{(c_{500} x)^\gamma [1 + (c_{500} x)^{\alpha_2}]^{(\beta_2 - \gamma)/\alpha_2}} \quad (3.8)$$

où P_0 est la normalisation de la pression, c_{500} est la concentration au rayon R_{500} , et γ , α_2 et β_2 sont respectivement les pentes interne, intermédiaire et externe. La résolution spatiale de l'instrument de $\sim 5''$ correspond à $z = 2$, avec la cosmologie choisie (Tab. 3.1), à ~ 42 kpc. Les observations de notre groupe éloigné ne nous permettent pas de contraindre la pente interne γ . Nous avons choisi de la fixer à la valeur de 0.43, obtenu pour l'échantillon XCOP par [Ghirardini et al. \(2019\)](#).

La distribution de température est calculée à partir de la densité électronique et de la pression en considérant l'ICM comme un gaz parfait avec $P = n_e k_B T$, où k_B est la constante de Boltzmann.

La distribution de pseudo-entropie est calculée par la formule $K = k_B T / n_e^{2/3}$ (voir Sec. 1.3.1 et [Voit, 2005](#))

Les distributions radiales 3D des éléments chimiques sont modélisées par des lois de puissances :

$$A(x) = A_0 x^{-p} \quad (3.9)$$

où A_0 est l'abondance au rayon R_{500} et p la pente. Afin de minimiser le nombre de paramètres libres pour l'ajustement des modèles d'abondance, nous avons fait l'hypothèse que tous les éléments chimiques suivaient la même distribution dans l'amas (d'après [Mernier et al., 2017](#)). Ainsi, les valeurs A_0 sont spécifiques à chaque élément mais la pente p est la même pour les 3 distributions radiales. On obtient finalement une liste de 12 paramètres libres (Tab. 3.4) avec lesquels nous construisons les profils 3D thermodynamiques et chimiques du groupe modélisé.

3.4.1.2 Dispersion des quantités thermodynamiques

A partir des modèles des distributions radiales, nous faisons un découpage en 100 coquilles sphériques, du centre à un rayon de 1 Mpc avec une épaisseur par coquille de 10 kpc. Les valeurs des profils thermodynamiques (n_e , P , T , K) et chimiques (Fe , Si , Mg) sont calculées au centre de chacune des coquilles (5 kpc, 15 kpc, 25 kpc, etc). Cependant, fixer une valeur unique à la coquille entière en considérant une symétrie sphérique, est une hypothèse très stricte. Des simulations numériques d'amas de galaxies suggèrent de modéliser la distribution de densité du gaz dans ces coquilles sphériques par une fonction log-normale⁸ ([Zhuravleva et al., 2013](#)). Une vérification des distributions de densité électronique et température du groupe de galaxies de la simulation Hydrangea à $z = 2$ (Fig. 3.10) montre qu'une modélisation par une loi log-normale est réductrice.

Pour cette étude, j'ai utilisé la connaissance *a priori* de la simulation Hydrangea pour représenter la dispersion des quantités thermodynamiques dans la modélisation directe. Bien que cette méthode soit impossible à réaliser avec des observations réelles, elle permet de minimiser le biais introduit par un choix de loi de dispersion, dans la suite de notre étude. J'ai implémenté la dispersion des quantités thermodynamiques dans la modélisation directe avec un tableau de dispersion qui est créé de la manière suivante :

1. Les particules de gaz du groupe de galaxies de la simulation Hydrangea sont séparés en suivant le même découpage : 100 coquilles de 10 kpc d'épaisseur. L'opération est répétée pour les trois *redshifts* et les deux orientations.
2. Dans chaque coquille j'effectue 5000 tirages aléatoires de particules. Le tirage s'effectue dans l'espace $\log n_e - \log k_B T$ avec une probabilité de tirage proportionnelle au volume de la particule⁹, de manière à éviter de sélectionner des cas particuliers (faible volume, forte densité et forte température). J'ai vérifié qu'une distribution de 5000 particules permettait de représenter correctement la distribution de densité et température dans chaque coquille.
3. Les médianes dans chaque coquille sont calculées pour les distributions de n_e et T (croix verte de la Fig. 3.10).

⁸La majorité de la distribution de densité du gaz dans la coquille suit une loi log-normale, avec toutefois une faible partie ("queue" de la distribution) dans les hautes densités, voir Fig. 2 de [Zhuravleva et al. \(2013\)](#).

⁹La probabilité P de tirage d'une particule de volume V_p est calculée de la manière suivante : $P = (V_p - V_{min}) / (V_{max} - V_{min})$ où V_{min} et V_{max} sont respectivement les volumes minimum et maximum des particules dans la coquille.

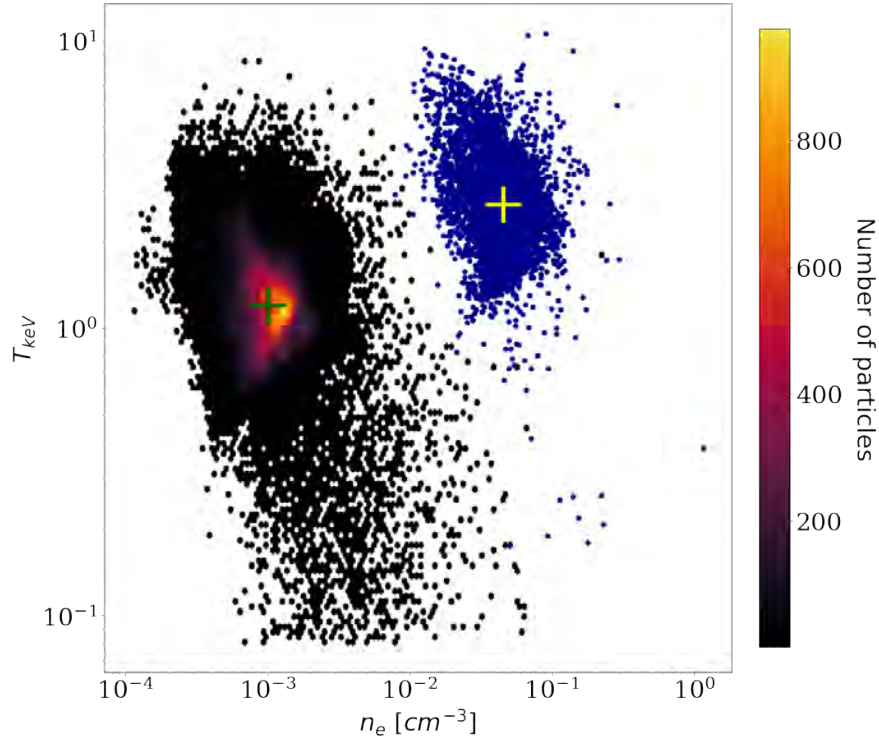


FIGURE 3.10 : Dispersion des quantités thermodynamiques ($\log n_e - \log k_B T$) dans la coquille 300 - 310 kpc, pour le groupe à $z = 2$. Le nuage de points le plus à gauche représente les particules de l'ICM du groupe simulé Hydrangea. La croix verte montre la médiane de cette dispersion. Les points bleus représentent les 5000 tirages pris en compte pour la modélisation directe. La croix jaune est la valeur de n_e et T calculée à partir des fonctionnelles pour une réalisation de la dispersion.

4. Les écarts de position des 5000 tirages par rapport à la médiane, dans l'espace $\log n_e - \log k_B T$, sont sauvegardés dans un tableau de 100 éléments (1 par coquille sphérique).

Le tableau ainsi obtenu sert à calculer la dispersion des paramètres dans chaque coquille pour la modélisation. La méthode est illustrée sur la Fig. 3.10. Les valeurs de n_e et T , calculées à partir des fonctionnelles, donnent les médianes des distributions dans la coquille (croix jaune de la Fig. 3.10). En utilisant le tableau, 5000 points sont calculés à partir de cette valeur dans la coquille (points bleus de la Fig. 3.10). De cette manière, nous suivons la dispersion des quantités thermodynamiques (n_e et T), de la simulation Hydrangea, autour des valeurs calculées à partir des fonctionnelles. L'opération est effectuée sur chaque coquille sphérique. 5000 profils sont ainsi calculés à partir des fonctionnelles, prenant en compte la dispersion de densité électronique et température de la simulation Hydrangea.

Notre étude étant focalisée sur les paramètres thermodynamiques de l'amas, nous n'avons pas pris en compte la dispersion des abondances chimiques. Dans notre modèle, les abondances des 3 éléments chimiques ont une valeur unique à l'intérieur d'une coquille.

3.4.1.3 Emission en rayons X

Pour chacun des 5000 profils nous avons calculé son émission en rayons X. Le taux de comptage par unité de volume, pour chaque coquille, est calculé comme suit :

$$\mathcal{F}_{3D} = \mathcal{N} \times \Lambda(T, Z) \quad [\text{cts/s/kpc}^3] \quad (3.10)$$

où \mathcal{N} est la normalisation calculée avec l'équation 3.3. $\Lambda(T, Z)$ est la fonction de refroidissement, dépendant de la température et des 3 abondances chimiques. Pour la calculer, j'ai utilisé la commande `fakeit` de XSPEC en fixant la normalisation à 1. Cela crée des spectres d'émission X, tenant compte de la réponse instrumentale (fichiers ARF et RMF), directement proportionnels à la normalisation. Le taux de comptage par unité de volume est retrouvé en intégrant dans la bande d'énergie 0.4 - 1 keV.

L'exécution de la commande `fakeit` est trop longue ($\gtrsim 2$ s) pour réaliser l'échantillonnage MCMC des paramètres (voir Sec. 3.4.2) dans un temps raisonnable. Afin de raccourcir le temps de calcul à chaque pas du MCMC, j'ai généré une table de la fonction de refroidissement dans l'espace des paramètres température et abondances, avec un espacement de $0.1 Z_{\odot}$ pour les abondances et 0.1 keV pour la température. J'ai calculé la fonction de refroidissement à chaque point de la table avec XSPEC et en fixant la normalisation à 1. Le résultat du calcul est alors interpolé "au plus proche" dans cette table, réduisant considérablement le temps d'exécution.

Cette opération donne 5000 profils de taux de comptage par unité de volume. Nous considérons que chacun des profils contribue de manière égale à l'émission totale du groupe. Le profil de taux de comptage par unité de volume du groupe modélisé (\mathcal{F}_{3D}) est la moyenne des 5000 profils.

3.4.1.4 Transformée d'Abel

Pour avoir l'émission en rayons X du groupe projetée sur la carte du ciel, j'ai utilisée une transformée d'Abel du profil \mathcal{F}_{3D} de taux de comptage par unité de volume. La transformée d'Abel est l'intégrale d'une fonction à symétrie radiale le long de la ligne de visée. En prenant les notations de la Fig. 3.11, le calcul est le suivant :

$$\mathcal{F}_{2D}(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}_{3D} \left(\sqrt{x^2 + y^2} \right) dx = 2 \int_y^{+\infty} \frac{\mathcal{F}_{3D}(r)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dr \quad (3.11)$$

On obtient alors un profil \mathcal{F}_{2D} de taux de comptage par unité de surface, en cts/s/kpc², avec une symétrie circulaire. La projection par transformée d'Abel considère que la source est suffisamment éloignée pour être dans l'approximation des petits angles. J'ai utilisé la méthode de Hansen & Law (1985) disponible avec la librairie Python PyAbel¹⁰ pour réaliser cette transformation d'Abel.

De la même manière que pour le profil de taux de comptage, j'ai calculé les profils de températures et abondances projetés le long de la ligne de visée et pondérés par la mesure d'émission. Pour les profils d'abondances projetés j'ai opéré la transformée d'Abel sur les profils tri-dimensionnels des éléments *Fe*, *Si* et *Mg*, ainsi que sur la moyenne des profils de

¹⁰<https://pyabel.readthedocs.io/en/latest/>

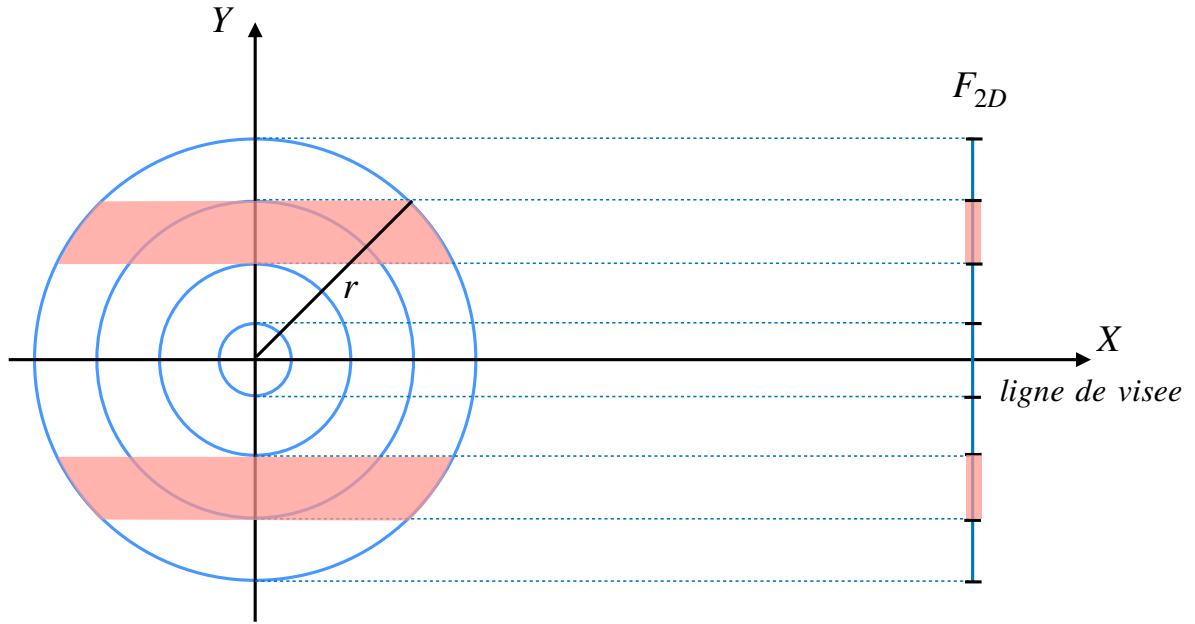


FIGURE 3.11 : La transformée d'Abel est l'intégrale de la fonction à symétrie radiale le long de la ligne de visée. Le troisième anneau du profil \mathcal{F}_{2D} est égal à l'intégrale de la fonction \mathcal{F}_{3D} projetée le long de l'axe X (zone marquée en rose sur l'image).

densité électronique, puis j'ai appliqué l'équation 3.2 pour la pondération. Pour la température, j'ai appliqué la transformée d'Abel sur les 5000 profils de température et de densité électronique, j'ai appliqué l'équation 3.2, puis j'ai pris la moyenne des 5000 profils résultants pour avoir un profil 2D de température pondéré par la mesure d'émission.

3.4.1.5 PSF, pixélisation et masquage

Pour créer une image du groupe de galaxies simulé, le profil projeté \mathcal{F}_{2D} est distribué dans une grille d'éléments de taille $10 \text{ kpc} \times 10 \text{ kpc}$, en suivant une symétrie circulaire. La grille suréchantillonne la matrice de pixels du X-IFU ($5'' \approx 40 \text{ kpc}$ à $z = 2$). La fonction d'étalement du point est prise en compte en convoluant cette grille avec la matrice PSF utilisée dans SIXTE. Le vignettage est pris en compte de la même manière. Les éléments de grille sont ensuite multipliés par leur surface (100 kpc^2) et le temps d'exposition, pour avoir la grille en nombre de photons. La taille des éléments de la grille est convertie en unité d'angle solide, en fonction de la distance angulaire du groupe de galaxies étudié, pour connaître la surface angulaire de chaque éléments de la grille. La grille est alors redimensionnée pour retrouver la pixélisation de l'instrument tout en conservant le nombre de photons. Les pixels correspondants au CXB résolu sont masqués de manière à reproduire une image en nombre de coups similaire à la Fig. 3.5. Le profil de brillance de surface est extrait en suivant la procédure décrite en Sec. 3.3.3.1. De cette manière, les profils de brillance modélisés soient comparables à celui de l'observation (Fig. Sec. 3.16 gauche), nous modélisons le fond diffus X par une constante (paramètre bk_g de la Tab. 3.4). Les profils de température et d'abondances chimiques projetés et pondérés par la mesure d'émission sont également distribués sur des grilles d'éléments de taille $10 \text{ kpc} \times 10 \text{ kpc}$. On applique la PSF puis un redimensionnement

de la grille suivant la pixélisation de l'instrument. On extrait les valeurs moyennées dans les 6 anneaux (voir Fig. 3.7) de cette grille. Les résultats sont comparés à ceux de l'analyse spectrale (Fig. 3.18).

3.4.2 Ajustement par MCMC

Pour ajuster les résultats modélisés de profils de brillance de surface et d'analyse spectrale, nous utilisons une approche Bayésienne (Christensen et al., 2001) avec un échantillonnage *Monte-Carlo Markov Chain* (MCMC). Le principe de l'échantillonnage par chaînes de Markov est de parcourir l'espace des paramètres libres par une marche aléatoire afin d'estimer la distribution de ces paramètres, dans le cadre de l'inférence Bayésienne (i.e. approche statistique suivant le principe de Bayes). Le calcul de la distribution se fait par le théorème de Bayes :

$$p(\theta|z) = \frac{p(z|\theta) p(\theta)}{p(z)} \quad (3.12)$$

où z désigne les observables et θ les paramètres libres de notre étude (Tab. 3.4). $p(\theta|z)$ est la probabilité conditionnelle des paramètres sachant les observables, que l'on souhaite retrouver, appelée probabilité *a posteriori*. $p(\theta)$ est la probabilité des paramètres que l'on estime avant l'étude, dite *a priori*. $p(z|\theta)$ est la probabilité conditionnelle des observables sachant un jeu de paramètres. Elle est appelée la vraisemblance (voir Eq. 3.13). $p(z) = \int p(z|\theta)p(\theta) d\theta$ est appelée l'évidence, elle est considérée comme une constante de normalisation de la probabilité *a posteriori*.

Avant l'échantillonnage, on délimite l'espace des paramètres en définissant les distributions de probabilités *a priori*. Les paramètres libres sont initialisés à une certaine valeur pour débiter la chaîne de Markov. Dans notre cas, les distributions *a priori* sont des probabilités uniformes encadrées par des valeurs ayant une signification physique (Tab. 3.4).

Pour réaliser l'échantillonnage, j'ai utilisé la librairie libre Python `emcee` (Foreman-Mackey et al., 2019). Elle permet notamment de paralléliser la génération des chaînes de Markov sur plusieurs processeurs. Pour chaque échantillonnage de l'étude j'ai utilisé 64 chaînes en parallèle ("*walkers*") ayant chacune 10 000 pas d'échantillonnage. Les chaînes de Markov vont explorer l'espace des paramètres en suivant un critère d'échantillonnage (pour `emcee` il s'agit d'un algorithme à invariance affine de Goodman & Weare, 2010) et calculer la vraisemblance. La procédure de modélisation directe (Sec. 3.4.1) est réalisée à chaque pas du MCMC et le calcul de la vraisemblance est le suivant :

$$\chi^2 = -2 \log \mathcal{L} = \underbrace{\sum_i \frac{(y_i - M_i)^2}{\sigma_i^2}}_{\text{brillance de surface}} + \underbrace{\sum_{T, Fe, Si, Mg} \sum_j \frac{(y_j - P_j)^2}{\sigma_j^2}}_{\text{température et abondances projetées}} \quad (3.13)$$

où y_i , M_i et σ_i sont respectivement le taux de comptage, le modèle et l'erreur sur le taux de comptage, pour l'anneau i du profil de brillance de surface. y_j , M_j et σ_j sont respectivement le résultat de l'ajustement avec XSPEC, le modèle et l'erreur de l'ajustement avec XSPEC pour l'anneau j dans l'analyse spectrale.

Au début de l'échantillonnage, la chaîne de Markov va chercher à maximiser la vraisemblance pour trouver le meilleur ajustement. Cette période est appelée *burn-in*. Ce processus itératif

Paramètre	Valeur initiale	Probabilité <i>a priori</i>	Unité
n_0	10^{-2}	$\mathcal{U}(10^{-7} - 1)$	cm^{-3}
α_1	-0.3	$\mathcal{U}(-1 - 3)$	
β_1	0.9	$\mathcal{U}(0.1 - 4)$	
r_s	0.3	$\mathcal{U}(0.1 - 1)$	R/R_{500}
P_0	$5 \cdot 10^{-2}$	$\mathcal{U}(0 - 0.2)$	keV cm^{-3}
α_2	3	$\mathcal{U}(0 - 4)$	
β_2	5.17	$\mathcal{U}(1 - 10)$	
c_{500}	2.4	$\mathcal{U}(1 - 4)$	
$A_{0,Fe}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$\mathcal{U}(0 - 2)$	Z/Z_{\odot}
$A_{0,Si}$	0.13	$\mathcal{U}(0 - 2)$	Z/Z_{\odot}
$A_{0,Mg}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$\mathcal{U}(0 - 2)$	Z/Z_{\odot}
p	0.6	$\mathcal{U}(-1 - 3)$	
bk_g	10^{-2}	$\mathcal{U}(0 - 0.3)$	cts/s/arcmin^2

TABLE 3.4 : Valeurs initiales et probabilités *a priori* associées des 12 paramètres libres de la modélisation directe de groupe de galaxies. Le dernier paramètre est le niveau uniforme de fond diffus X pris en compte dans le profil de brillance de surface dans la bande 0.4 - 1 keV.

se poursuit jusqu’à ce que la chaîne converge, c’est-à-dire qu’elle atteigne un état d’équilibre autour du meilleur ajustement. Les échantillons du *burn-in* sont retirées de l’analyse. Les échantillons obtenus à partir de la chaîne de Markov convergée sont utilisés pour estimer les distributions de probabilités *a posteriori* des paramètres (Fig. 3.13 Droite et Fig. 3.14 Droite).

3.5 Résultats

Avant d’analyser les données issues de la simulation Hydrangea, j’ai validé la procédure sur un modèle simple de groupe de galaxies. Une fois le processus de modélisation examiné et validé, je l’ai appliqué la procédure avec les données issues de Hydrangea, aux 3 différents *redshifts*, avec les orientations “régulière” et “irrégulière” et les différents temps d’expositions.

3.5.1 Validation de la modélisation

Pour la validation de la procédure d’ajustement, j’ai choisi un modèle simple de groupe de galaxies purement analytique dont les distributions de quantités thermodynamiques et chimiques sont entièrement maîtrisées et sans dispersion (“modèle de validation”). Les distributions radiales de n_e , P et des abondances des 3 éléments chimiques suivent respectivement les fonctionnelles 3.7, 3.8 et 3.9. L’amas est à symétrie sphérique. Les valeurs des paramètres sont choisies de manière à reproduire le plus fidèlement possible les distributions radiales de la simulation Hydrangea. Ce modèle de validation est utilisé pour construire une liste de photons selon la méthode décrite en Sec. 3.2.2, puis une observation simulée avec X-IFU comme décrit en Sec. 3.3. Le profil de brillance de surface et les résultats de l’analyse radiale sont ajustés comme décrit en Sec. 3.4.

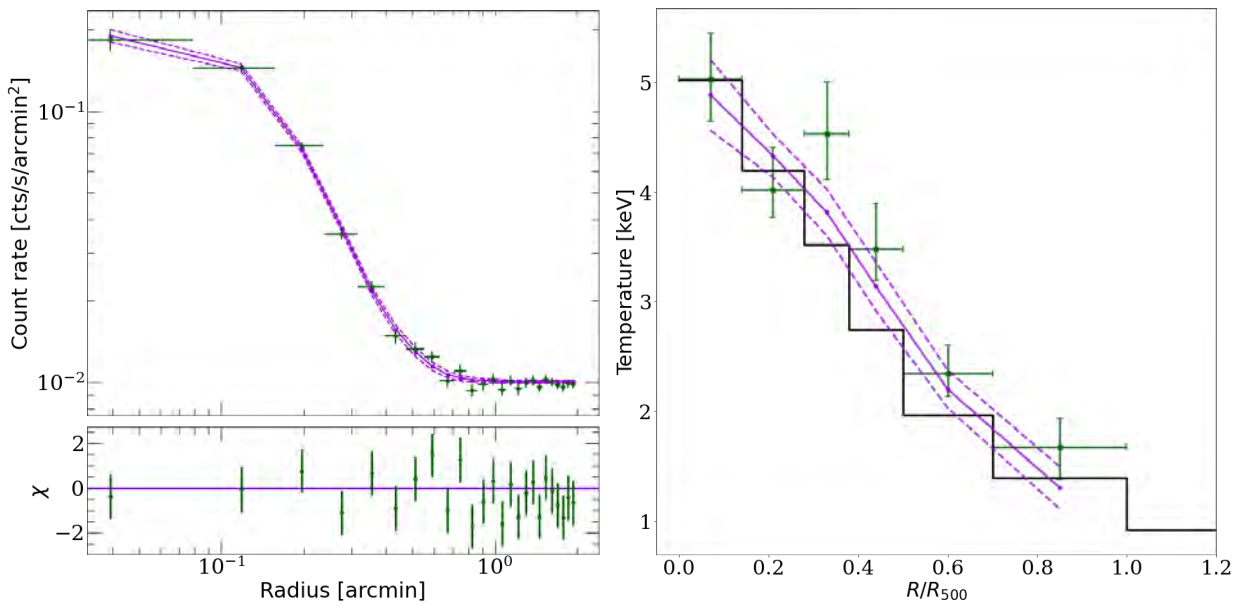


FIGURE 3.12 : Observables projetées du modèle de validation, à $z = 2$, vu par X-IFU avec un temps d'exposition de 100 ks. (Gauche) Profil de brillance de surface dans la bande 0.4 - 1 keV avec l'erreur associée (croix vertes). La ligne pleine violette représente la moyenne des modèles issus de l'ajustement et les lignes de traits-tirets représentent l'écart-type à 1σ de l'échantillonnage MCMC. L'encart en-dessous montre la déviation en χ du meilleur ajustement par rapport aux données de l'observation. (Droite) Profil 2D de température projetée mesurée avec XSPEC dans les 6 anneaux avec l'erreur associée (croix vertes). La ligne pleine violette représente la moyenne des modèles de T_{EM} de l'ajustement et les lignes de traits-tirets représentent l'écart-type à 1σ . La ligne noire représente les températures connues de la simulation Hydrangea, pondérées par la mesure d'émission.

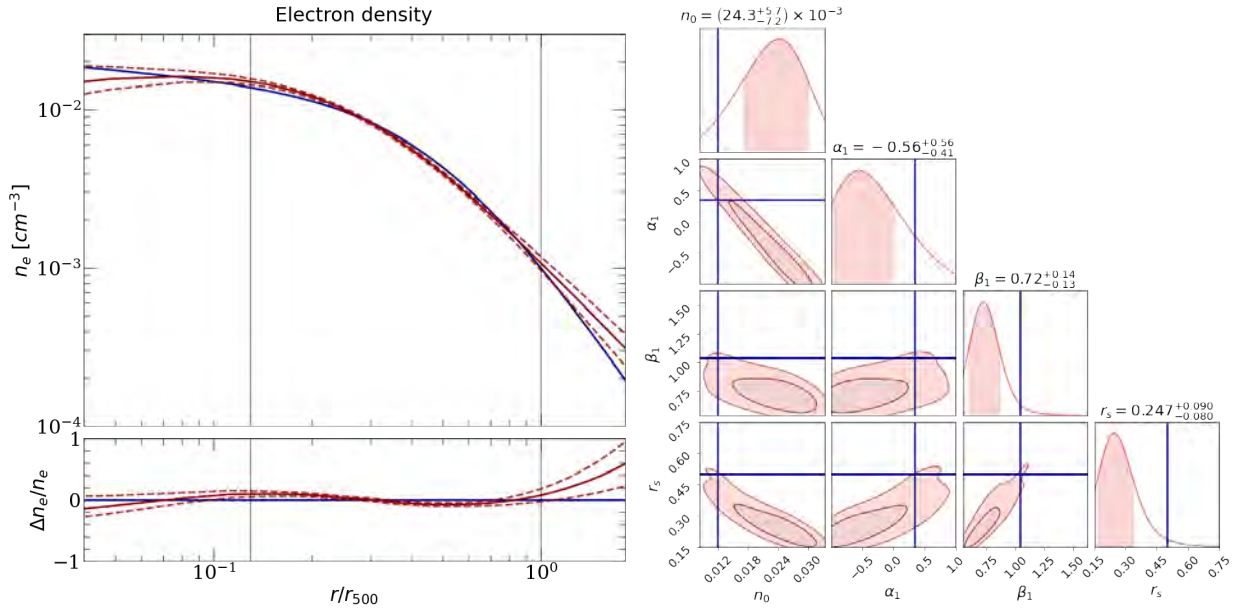


FIGURE 3.13 : Reconstruction du profil de densité électronique (n_e) du modèle de validation à $z = 2$. (Gauche) La ligne bleue représente le profil de n_e du modèle de validation. La ligne rouge représente le meilleur ajustement et les lignes de traits-tirets représentent l'écart-type à 1σ . Les deux lignes verticales représentent la taille de la PSF et R_{500} , respectivement à gauche et à droite. L'encart en-dessous montre la déviation relative de l'ajustement par rapport au profil du modèle de validation. (Droite) *Corner plot* des 4 paramètres de la fonctionnelle (Eq. 3.7) modélisant le profil de n_e . Les traits bleus représentent les valeurs utilisées dans la construction du groupe de galaxies. Les contours foncés et clairs représentent les dispersions à 1σ et 2σ , respectivement.

Le résultat de l'ajustement de notre modèle sur les observables est illustré sur la Fig. 3.12. Les profils de brillance de surface et de températures pondérées par la mesure d'émission recouvrent bien les observables. Les profils thermodynamiques reconstruits à partir des distributions de probabilités *a posteriori* sont illustrés sur la Fig. 3.13 pour la densité électronique et la Fig. 3.14 pour la pression. Sur ces figures, les lignes verticales représentent la taille de la PSF, à gauche, et R_{500} , à droite. Dans un rayon en dessous de la PSF ($\lesssim 0.1 R_{500}$ à $z = 2$), l'information est entièrement intégrée dans le pixel central et il est impossible de contraindre une évolution des quantités thermodynamiques ou chimiques dans cette zone. Au dessus de R_{500} , il n'y a plus suffisamment de signal en rayons X et il est impossible de contraindre le profil. Notre étude se concentre sur la reconstruction des profils thermodynamiques entre ces deux rayons. Nous constatons que, dans cette zone, les profils retrouvés englobent les profils du groupe modélisé, dans un intervalle de confiance de 68%.

Les *corner plots* (Fig. 3.13 droite et Fig. 3.14 droite) montrent les distributions de probabilités marginalisées des paramètres ajustés par le MCMC. Les lignes bleues sur les figures indiquent les valeurs utilisées pour modéliser le groupe de galaxies. Les *corner plots* montrent également les covariances des paramètres entre-eux. La Fig. 3.14 droite indique que les valeurs des paramètres de pression du modèle de validation sont retrouvées par l'ajustement. Le profil radial de pression est dans l'intervalle de 1σ pour tout rayon, même en-deçà de la PSF et au-delà de R_{500} . Pour le profil de densité électronique, la Fig. 3.13 droite indique que les

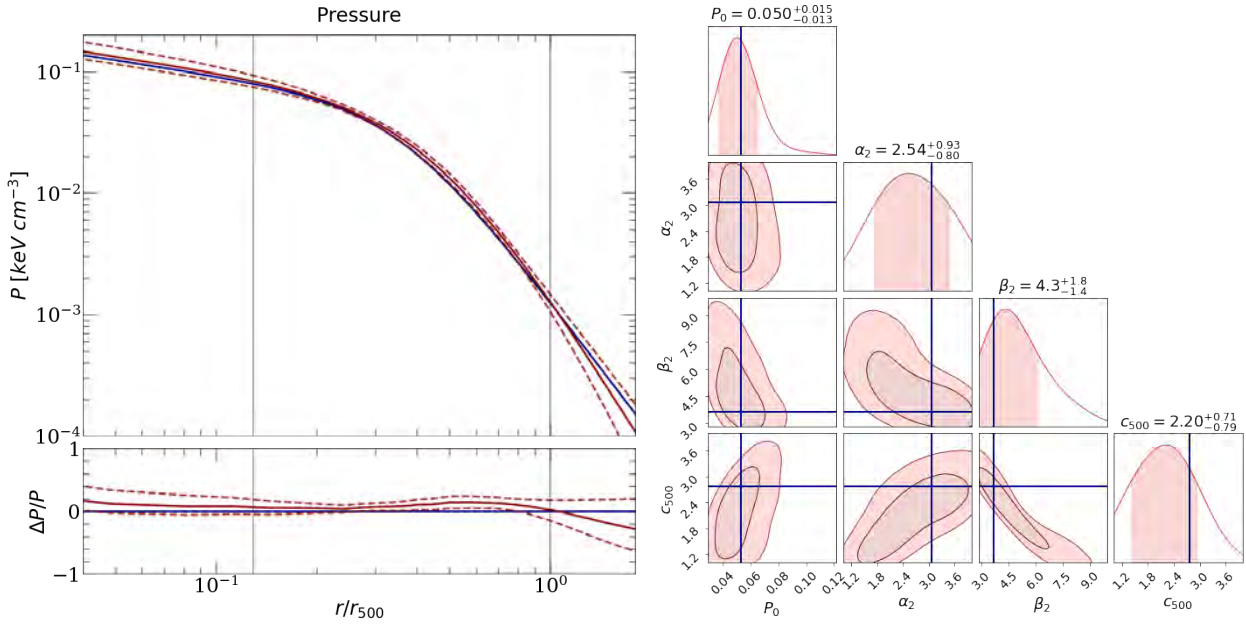


FIGURE 3.14 : Similaire à la Fig. 3.13 pour le profil de pression P .

paramètres retrouvés sont décalés par rapport aux valeurs utilisées pour la modélisation, ils sont tout de même dans les contours à 2σ . L’ajustement du profil radial de densité électronique diffère du profil utilisé pour la modélisation en-deçà de la PSF et au-delà de R_{500} , alors qu’il est cohérent pour notre zone d’intérêt entre ces deux rayons. Retrouver un profil de n_e cohérent malgré des paramètres ajustés fortement décalés par rapport aux valeurs du modèle de validation, montre que l’analyse des distributions *a posteriori* des paramètres n’est pas pertinente pour mesurer la qualité de notre ajustement. Nous avons utilisé une autre méthode pour cette mesure de qualité d’ajustement dans l’étude du groupe de galaxies simulé par Hydrangea (voir Sec. 3.5.2.2).

3.5.1.1 Effet de “mélange” le long de la ligne de visée

Ces résultats valident le processus de modélisation et d’ajustement, néanmoins sur la Fig. 3.12 droite, des écarts apparaissent entre le profil de température pondérées par la mesure d’émission de l’amas (ligne noire) et les profils de température (lignes violettes) reconstruits avec les mesures de l’analyse spectrale (croix vertes). Ces écarts ne sont pas d’origine statistique car en augmentant le temps d’exposition d’un facteur 10 (Fig. 3.15 droite) les écarts subsistent, bien que les incertitudes de mesure de l’analyse avec **Xspec** diminuent. L’analyse avec le modèle de validation à $z = 1$ montre cependant que les températures pondérées par la mesure d’émission sont retrouvées par l’analyse spectrale (Fig. 3.15 gauche) avec un temps d’exposition de 100 ks.

Ce résultat illustre que, malgré la simplicité du modèle de validation, des effets de mélange des quantités thermodynamiques et chimiques le long de la ligne de visée limitent la capacité de l’analyse spectrale à retrouver avec précision ces quantités. La taille angulaire du groupe de galaxies modélisé à $z = 1$ est suffisamment grande pour permettre un découpage avec un plus grand nombre de pixels par anneaux. Cela diminue l’effet de mélange et les températures mesurées avec **Xspec** sont compatibles avec les températures moyennes pondérées par la

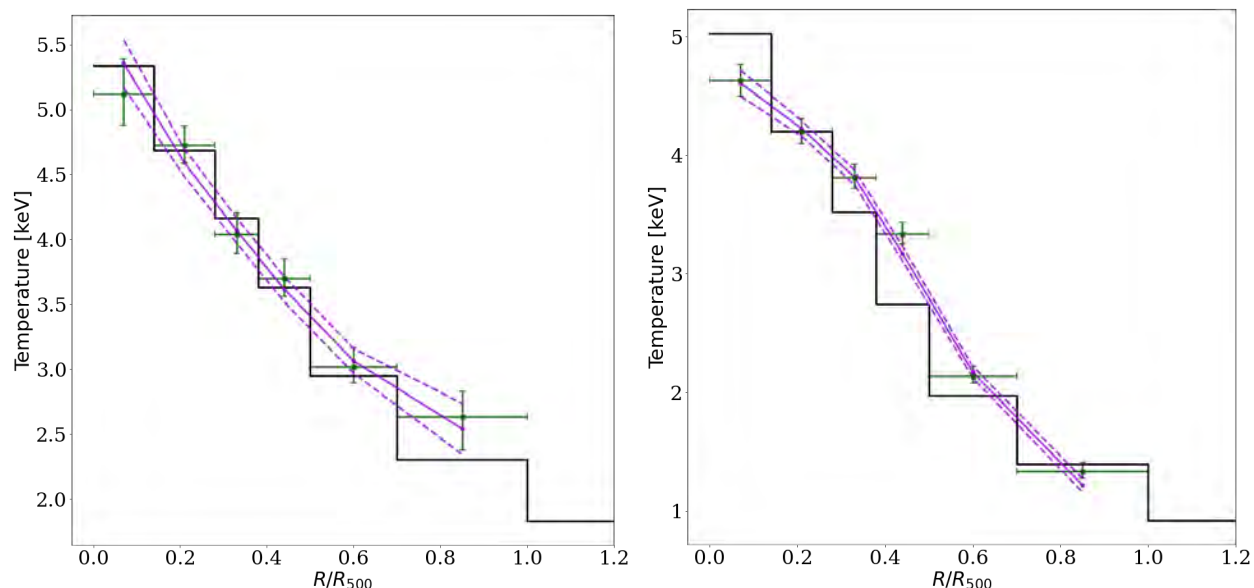


FIGURE 3.15 : Effet de “mélange” le long de la ligne de visée sur la valeur de température mesurée par l’analyse spectrale. Les figures sont similaires à la Fig. 3.12 droite. (Gauche) Modèle de validation à $z = 1$ avec un temps d’exposition de 100 ks. (Droite) Modèle de validation à $z = 2$ avec un temps d’exposition de 1 Ms.

mesure d’émission. Pour le groupe modélisé à $z = 2$, sa plus faible étendue angulaire diminue le nombre de pixels par anneaux et augmente l’effet de mélange. L’augmentation du temps d’exposition réduit les incertitudes de l’analyse spectrale sans diminuer l’effet de mélange. Ceci apporte un biais dans la réalisation de notre modélisation directe.

Pour résumer, l’analyse avec un modèle simple de groupe de galaxies a permis de valider notre méthode de modélisation directe pour retrouver les profils tridimensionnels thermodynamiques et chimiques. Avec un temps d’exposition raisonnable de 100 ks, pour le modèle de validation à $z = 2$, les profils de densité et pression ont pu être retrouvés à 1σ . L’analyse des distributions de probabilités *a posteriori* n’est pas adéquate pour quantifier la qualité de l’ajustement. Enfin, cette analyse a mis en évidence la limitation de la capacité des modélisation à reconstruire les profils thermodynamiques projetés et pondérés par la mesure d’émission. Cela est dû à des effets de mélange dans la projection le long de la ligne de visée. Ces effets sont d’autant plus marqués pour les sources faiblement étendues.

3.5.2 Etude du groupe de galaxies à $z = 2$ d’Hydrangea

Je présente dans cette section les résultats de l’analyse du groupe de galaxies à $z = 2$ de la simulation Hydrangea. Cette fois-ci la dispersion des quantités thermodynamiques, intrinsèque à la simulation, est prise en compte dans la modélisation (Sec. 3.4.1.2). Les profils reconstruits, tridimensionnels et projetés, sont visualisés avec une enveloppe intégrant cette dispersion intrinsèque par une somme quadratique avec l’incertitude du MCMC. Les résultats de l’ajustement des observables projetées pour le groupe de galaxies à $z = 2$, dans l’orientation régulière, avec un temps d’exposition de 100 ks sont montrés en Fig. 3.16.

On remarque que la majeure partie de la dispersion des profils de brillance de surface provient

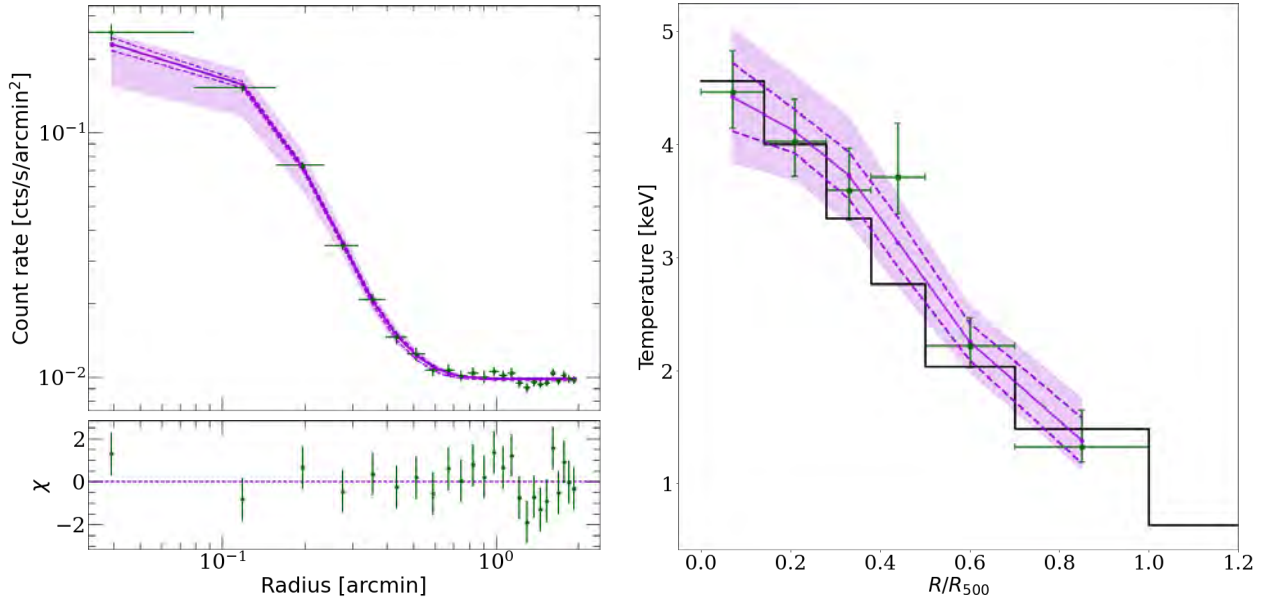


FIGURE 3.16 : Observables projetées de l’observation du groupe de galaxies Hydrangea à $z = 2$, dans l’orientation régulière, pour un temps d’exposition de 100 ks. (Gauche) Profil de brillance de surface dans la bande 0.4 - 1 keV avec l’erreur associée (croix vertes). La ligne pleine violette représente la moyenne des modèles de l’ajustement, tandis que les lignes en traits-tirets représentent l’incertitude à 1σ de l’échantillonnage MCMC. L’enveloppe violette inclue la contribution de la dispersion intrinsèque de la simulation en plus de l’incertitude du MCMC. L’encart en-dessous montre la déviation en χ du meilleur ajustement par rapport aux données de l’observation. (Droite) Profil de température projetée mesurée avec XSPEC dans les 6 anneaux avec l’erreur associée (croix vertes). La ligne noire représente les températures pondérées par la mesure d’émission de la simulation Hydrangea, dans les anneaux. La ligne pleine violette représente la moyenne des températures projetées et pondérées par la mesure d’émission, les lignes en traits-tirets représentent l’incertitude de l’échantillonnage et l’enveloppe montre la contribution de la dispersion intrinsèque à la simulation en plus de l’incertitude du MCMC.

de la dispersion intrinsèque à la simulation. L’incertitude de l’échantillonnage MCMC est du même ordre de grandeur que lors de la validation (Fig. 3.12). Pour la brillance de surface, la dispersion intrinsèque des quantités thermodynamiques rend l’incertitude de l’échantillonnage négligeable. Tandis que pour la température projetée, l’incertitude de l’ajustement est du même ordre de grandeur que la dispersion intrinsèque à la simulation. Les écarts entre le profil des températures pondérées par la mesure d’émission et les résultats de l’analyse spectrale sont toujours observés. Ils sont dus aux effets de mélange le long de la ligne de visée (Sec. 3.5.1.1).

Les profils thermodynamiques 3D reconstruits avec les paramètres ajustés par notre méthode sont présentés en Fig. 3.17. Ils sont comparés avec l’enveloppe de dispersion des quantités thermodynamiques du groupe de galaxies de la simulation Hydrangea (enveloppe bleue). Les dispersions relatives dans les panneaux de la Fig. 3.17 sont représentées par rapport aux profils médians (et enveloppes associées) du groupe de galaxies en entrée et des modèles ajustés par notre méthode. Pour mesurer la qualité d’ajustement des résultats, nous avons réalisé un test statistique de Kolmogorov-Smirnov (KS) entre la dispersion de profils reconstruits et celle des quantités thermodynamiques du groupe Hydrangea. Ce test permet d’évaluer la probabilité que la simulation d’entrée et le modèle retrouvé avec l’ajustement ne soient pas issus de la même distribution. Ainsi, plus la valeur du test est faible et plus les profils concordent. La dispersion de notre modélisation directe est représentée avec 5000 tirages pondérés par le volume des particules (voir Sec. 3.4.1.2). Pour que le test KS soit valable, la même pondération par le volume a été appliquée à la dispersion des quantités thermodynamiques du groupe Hydrangea. La Fig. 3.17 donne les résultats des tests KS en fonction du rayon. Les profils de KS représentés en pointillés en dehors de la zone PSF- R_{500} font usage d’extrapolation du modèle. Nous avons également calculé un test KS global sur la zone PSF- R_{500} , pour chacun des profils thermodynamiques, et les résultats sont listés dans la Tab. 3.5 en caractères gras.

Nous observons que les deux fonctionnelles qui sont ajustées dans la modélisation, n_e et P , sont les mieux retrouvées par rapport au groupe d’entrée, dans la zone entre la PSF et R_{500} , avec un $KS < 0.25$. Les profils de T et de K sont déduits des deux autres fonctionnelles qui sont ajustées aux observations. Ils portent alors la propagation des erreurs des deux profils de n_e et de P et présentent des écarts plus importants, avec un $KS < 0.50$. De plus, comme les profils de brillance de surface sont mesurés avec beaucoup moins d’incertitude que la température projetée (Fig. 3.16), les quantités dépendant fortement de la température (T et K) sont plus affectées que la densité et la pression. Ainsi, une estimation erronée de la température (quatrième anneau sur la Fig. 3.16 droite) lors de l’analyse spectrale est responsable de la déviation des profils tridimensionnels de température et entropie ($\sim 0.4 R_{500}$ sur la Fig. 3.17).

3.5.2.1 Orientation du groupe et augmentation du temps d’exposition

J’ai également étudié les effets du temps d’exposition et de l’orientation du groupe de galaxies sur notre capacité à retrouver ses propriétés thermodynamiques et chimiques. La Fig. 3.18 synthétise, pour le groupe à $z = 2$, les profils de températures et d’abondances projetés et ajustés par notre modélisation directe. Ils sont comparés aux profils des quantités extraites de la simulation Hydrangea pondérées par la mesure d’émission. Si les profils thermodynamiques sont retrouvés pour un temps d’exposition de 100 ks (Fig. 3.17), la statistique des photons

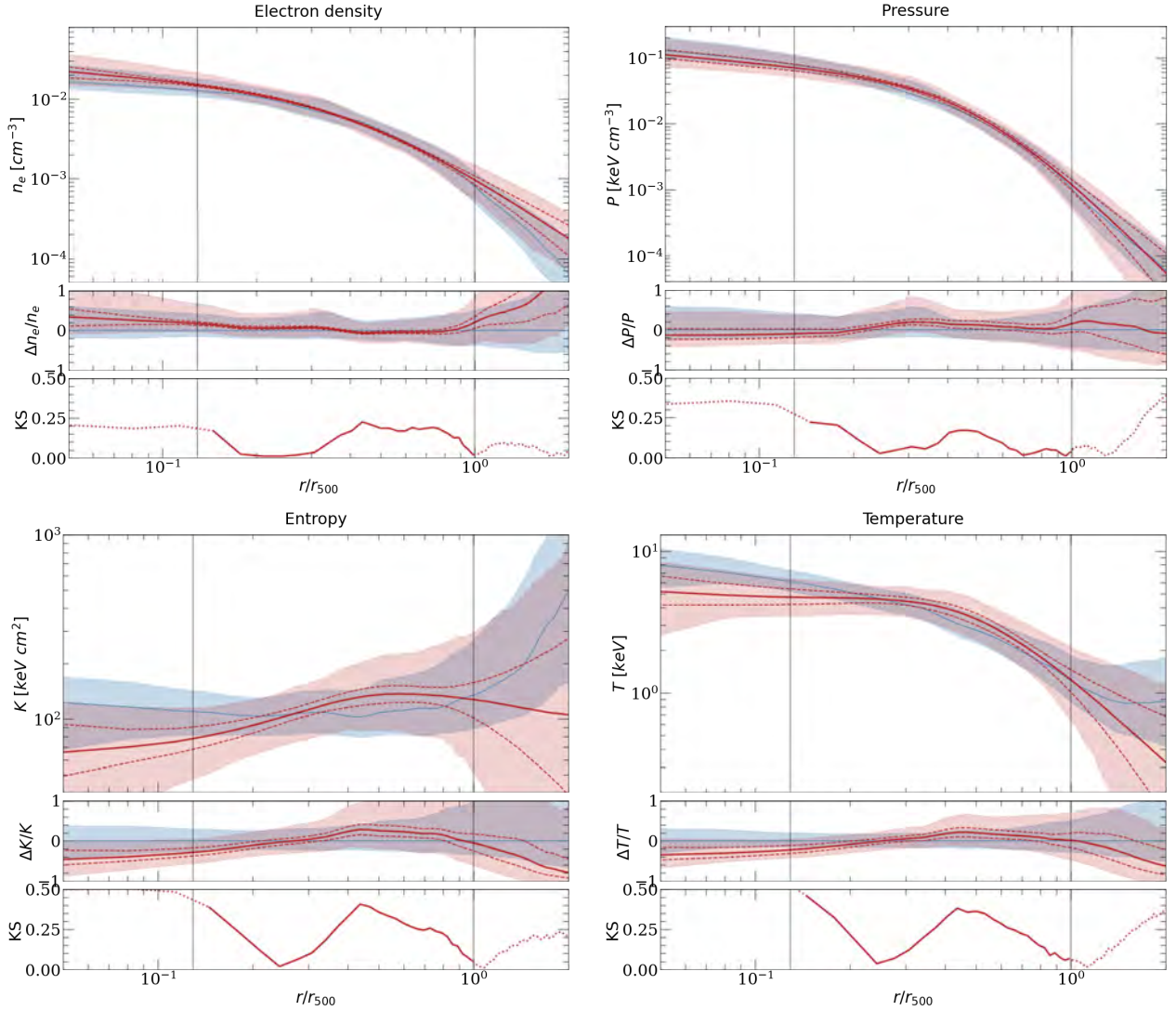


FIGURE 3.17 : Quantités thermodynamiques radiales en 3D du groupe de galaxies à $z = 2$, dans l'orientation régulière, avec un temps d'exposition de 100 ks. Les panneaux présentent, de gauche à droite et de haut en bas, les quantités n_e , P , K et T . Les deux lignes verticales représentent la taille angulaire de la PSF et R_{500} , respectivement à gauche et à droite. Chaque panneau est composé de 3 figures. (En haut) La ligne bleue est le profil médian de la quantité thermodynamique et l'enveloppe bleue associée (percentiles 16 et 84) représente sa dispersion dans la simulation Hydrangea. La ligne rouge représente la moyenne des modèles de l'ajustement, les lignes en traits-tirets représentent l'incertitude à 1σ de l'échantillonnage MCMC et l'enveloppe associée inclue également la contribution de la dispersion intrinsèque à la simulation. (Au milieu) La dispersion relative du modèle de meilleur ajustement est représentée par rapport au profil médian de la quantité thermodynamique dans la simulation Hydrangea. (En bas) Le résultat du test de Kolmogorov-Smirnov (KS) est représenté pour chaque coquille. Notre étude n'est pertinente que dans la zone entre le rayon de la taille de la PSF et R_{500} , les valeurs des tests de KS sont tout de même calculées en dehors de cette zone mais représentées en pointillés.

dans les anneaux est insuffisante pour retrouver les 3 abondances chimiques. Il faut au moins 250 ks pour obtenir un signal suffisant, afin de mesurer les abondances de Fe et Si à $z = 2$. L’abondance de Mg n’est pas mesurée même pour un temps d’exposition de 1 Ms (voir Fig. 3.18).

L’orientation du groupe de galaxies d’Hydrangea (Sec. 3.2.1.2) n’a pas eu d’effet sur l’ajustement des profils de brillance par notre méthode. Pour les profils de température et abondances projetées, l’orientation n’a aucun effet à 100 ks quand le rapport signal-à-bruit est faible. A 1 Ms, une amélioration des profils reconstruits est visible pour l’orientation “irrégulière” par rapport à l’orientation “régulière”. Cela peut s’expliquer par le fait que dans l’orientation “irrégulière” la structure du groupe de galaxies est plus étalée dans le plan du champ de vue que pour l’orientation “régulière”. Elle serait donc moindre le long de la ligne de visée et diminuerait l’effet de mélange dû à la projection le long de la ligne de visée. Cependant, les profils projetés (température et abondances) trouvés pour l’orientation “irrégulière” restent compatibles à 1σ avec les profils de l’orientation “régulière”. On ne peut donc pas conclure à une amélioration certaine. L’amélioration du profil de Mg peut également s’expliquer par le paramètre de pente partagé entre les 3 abondances (voir Eq. 3.9). Il faudrait répéter l’étude avec plusieurs groupes de galaxies simulés dans ces deux différentes orientations pour réduire le biais statistique de cette mesure. Notre étude se limite à un seul cas d’un groupe de galaxies à $z = 2$ de la simulation Hydrangea.

3.5.2.2 Comparaison avec des amas de galaxies plus proches

Même si notre étude est focalisée sur l’analyse thermodynamique des groupes de galaxies éloignés ($z = 2$) avec l’instrument X-IFU, ses capacités d’imagerie et de spectroscopie à haute-résolution permettent également de retrouver des profils radiaux d’abondance chimie. Afin de mesurer l’impact de l’éloignement du groupe de galaxies par rapport à des amas plus proches, j’ai appliqué la méthode d’ajustement sur l’amas de galaxies simulé par Hydrangea à des *redshifts* plus faibles ($z = 1.5$ et $z = 1$, voir Tab. 3.2). Les distances angulaires pour ces trois *redshifts* sont relativement proches et la résolution angulaire reste similaire (5” équivaut à 40.6 kpc à $z = 2$, 41 kpc à $z = 1.5$ et 39 kpc à $z = 1$). Cependant, les amas à plus faible *redshift* sont plus massifs, plus étendus et plus lumineux. Pour avoir un résultat quantitatif de la qualité des ajustements des profils thermodynamiques (avec leur dispersion) sur l’ensemble des *redshifts*, orientations et temps d’exposition, nous avons réalisé des tests statistiques KS globaux dans la zone radiale de notre étude (entre la taille angulaire de la PSF et R_{500}). Les résultats dans les 14 configurations sont regroupés dans la Tab. 3.5.

En se référant à ces résultats, les profils thermodynamiques des halos à $z = 1$ et $z = 1.5$ sont mieux reconstruits que ceux du groupe à $z = 2$, comme attendu. Les changements d’orientation du groupe de galaxies n’ont pas d’effet mesurable. L’augmentation du temps d’exposition améliore la reconstruction des profils dans le cas à $z = 2$ mais n’a pas d’effet notable pour les amas plus proches. Les fluctuations dans les résultats des KS montrent que ceux-ci sont très sensibles aux biais statistiques des mesures spectrales. Plusieurs anomalies dans les mesures de températures avec XSPEC (similaire à celle du quatrième anneau de la Fig. 3.16) ont rendu impossible le fonctionnement de l’analyse du groupe à $z = 2$, pour un temps d’exposition de 250 ks, avec l’orientation “régulière”.

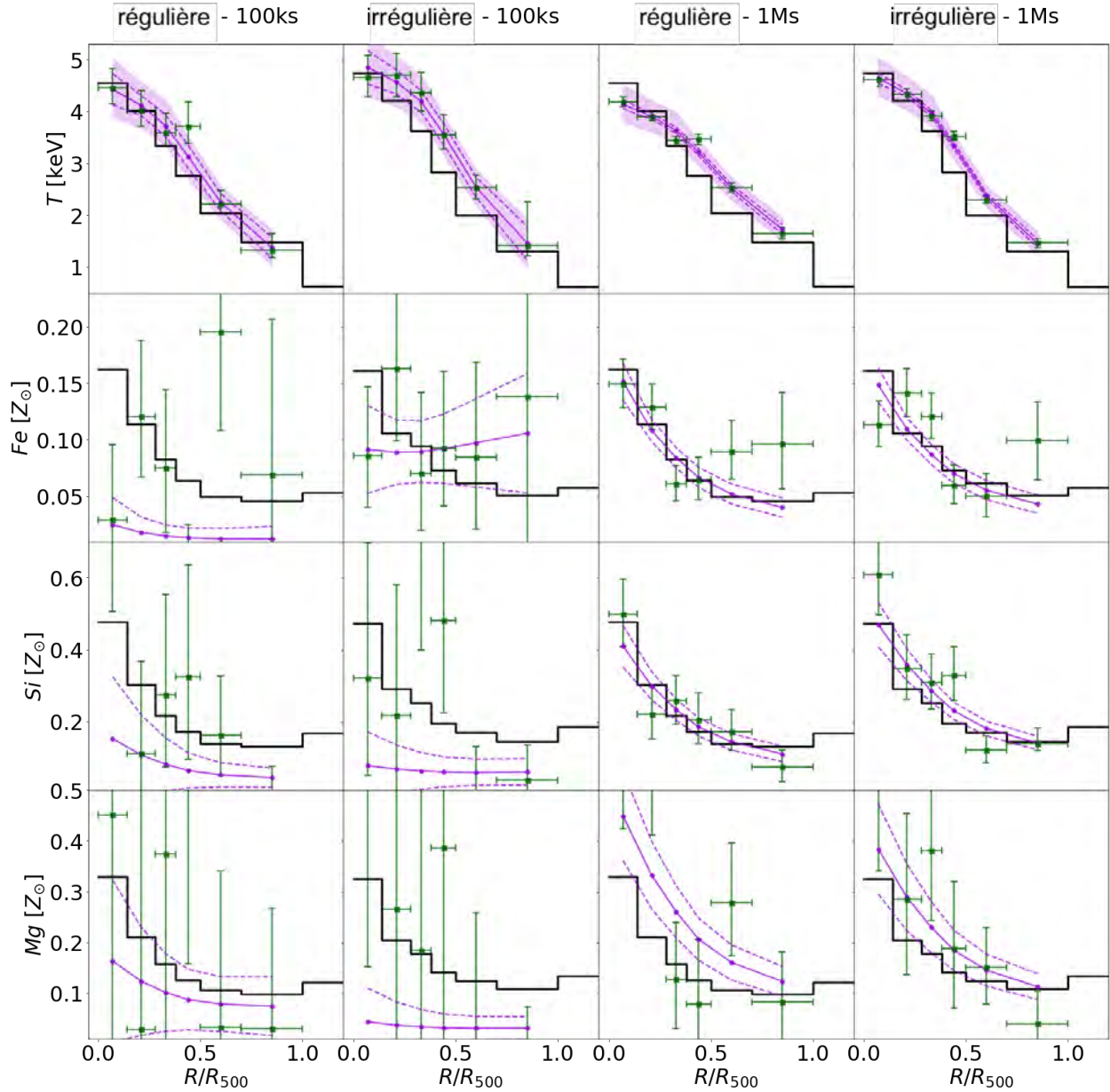


FIGURE 3.18 : Comparaison des profils de température et d’abondances projetées du groupe de galaxies à $z = 2$, suivant l’orientation et le temps d’exposition. Les croix vertes représentent les résultats de l’analyse spectrale avec XSPEC avec leurs barres d’erreurs. La ligne noire représente les quantités pondérées par la mesure d’émission, connues de la simulation Hydrangea. La ligne violette et les lignes de traits-tirets correspondent, respectivement, à la moyenne des ajustements et à l’écart-type à 1σ . L’enveloppe associée inclut la dispersion intrinsèque de la simulation sommée quadratiquement avec l’incertitude du MCMC. La dispersion intrinsèque des abondances chimiques de la simulation n’est pas représentée ici car elle n’est pas prise en compte dans l’ajustement du modèle.

		exp [ks]	n_e	T	P	K
$z = 1$	<i>régulière</i>	100	0.140	0.053	0.116	0.135
		250	0.143	0.042	0.128	0.142
	<i>irrégulière</i>	100	0.117	0.106	0.124	0.045
		250	0.114	0.134	0.128	0.036
$z = 1.5$	<i>régulière</i>	100	0.112	0.151	0.148	0.058
		250	0.106	0.189	0.153	0.045
	<i>irrégulière</i>	100	0.102	0.256	0.163	0.072
		250	0.102	0.147	0.146	0.063
$z = 2$	<i>régulière</i>	100	0.079	0.203	0.122	0.161
		250	0.265	0.290	0.250	0.200
		1000	0.105	0.102	0.120	0.215
	<i>irrégulière</i>	100	0.070	0.287	0.164	0.274
		250	0.130	0.262	0.177	0.172
		1000	0.105	0.102	0.162	0.180

TABLE 3.5 : Résultats des tests statistiques de Kolmogorov-Smirnov pour les profils 3D thermodynamiques, en fonction des profils extraits du groupe de la simulation Hydrangea. Les tests ont été réalisés entre la taille angulaire de la PSF et R_{500} . La ligne en caractères gras correspond au cas présenté en Sec. 3.5.2 et illustré sur la Fig. 3.17.

3.6 Perspectives

3.6.1 Discussion

Les résultats de la Tab. 3.5 montrent que notre méthodologie d’ajustement, basée sur les mesures de l’analyse spectrale avec XSPEC, est très sensible à l’incertitude de ces mesures. Notre étude sur un seul groupe de galaxies simulé a permis de valider la faisabilité de l’étude thermodynamique des groupes éloignés en rayons X, mais ne permet pas de faire une analyse systématique de l’orientation ou de l’éloignement des groupes. Pour cela, il faudrait poursuivre l’analyse sur une population de groupes simulés, diminuant ainsi les biais statistiques.

En augmentant le temps d’exposition des observations pour augmenter la statistique, les effets de mélange le long de la ligne de visée persistent alors que les barres d’erreurs d’ajustement diminuent. Un seul modèle `vapec` ne peut pas rendre compte correctement des effets de mélange dus à la projection le long de la ligne de visée. Des études précédentes, basées sur les missions XMM-Newton et Chandra, proposent une pondération des mesures spectroscopiques de température (“*spectroscopic-like temperature*” [Mazzotta et al., 2004](#); [Vikhlinin, 2006](#)) afin d’atténuer ce problème. Cette pondération n’est cependant valable que pour des spectro-imageurs reposant sur des capteurs CCD, de plus basse résolution que les micro-calorimètres. La spectroscopie de haute-résolution permise par les missions XRISM ou Athena demandera également d’étudier une telle compensation.

Une spécificité de notre méthodologie est la prise en compte de la non-homogénéité des quantités thermodynamiques dans les coquilles sphériques de la modélisation directe. La

dispersion dans notre modélisation est un échantillon de 5000 tirages représentatifs de la dispersion globale de la simulation dans les coquilles. Cette méthode permet d'éviter des biais de modélisation non-pertinents pour toutes les coquilles, comme une distribution log-normale des quantités thermodynamiques. On peut néanmoins penser qu'elle améliore de manière systématique la qualité des ajustements de notre étude. Une manière de corriger cette approche serait de paramétrer la dispersion pour pouvoir l'ajuster à notre modèle. Pour contraindre ce paramètre il faut pouvoir mesurer des agglutinations (*clumping*) du gaz à l'intérieur des anneaux projetés. Ce procédé n'est cependant pas possible pour notre étude à cause de la faible étendue spatiale du groupe de galaxies à $z = 2$ (Fig. 3.5). Cette méthode pourrait être testée sur un groupe ou amas de galaxies plus proche, avec des méthodes de regroupement spatiale (pavage Voronoi Cappellari & Copin, 2003, par exemple) comme cela a été fait dans Cucchetti et al. (2018a). Une autre méthode serait d'utiliser des observations SZ (Sec. 1.4) qui bénéficierait d'une résolution spatiale équivalente à celle du X-IFU (Kitayama et al., 2016) pour pouvoir utiliser l'information de pression spatialement résolue dans les anneaux et contraindre une dispersion des quantités n_e et T . L'observation SZ est appropriée pour les groupes éloignés (e.g. Gardner et al., 2023) car elle n'est pas affectée par une baisse de l'intensité lumineuse par le *redshift* contrairement aux rayons X.

3.6.2 Perspectives d'amélioration

Notre méthodologie, pour la modélisation directe du groupe de galaxies, accorde une grande importance à la reconstruction du profil de densité électronique car l'ajustement avec les résultats de l'analyse spectrale se fait avec des quantités pondérées par la mesure d'émission le long de la ligne de visée (Eq. 3.2). Le profil de n_e est directement ajusté par la brillance de surface des observations X. Une manière d'améliorer la reconstruction des profils de densité, que j'ai développé durant ma thèse, est d'utiliser la synergie du X-IFU avec le second instrument d'Athena, le WFI (Sec. 2.2.3). En profitant de la taille de pixels plus petite du WFI ($130 \mu\text{m} \times 130 \mu\text{m}$) par rapport au X-IFU ($275 \mu\text{m} \times 275 \mu\text{m}$), le profil de brillance peut être échantillonné plus finement d'un facteur ~ 2 . Cet avantage n'est pas négligeable pour la génération de profil de brillance de surface des groupes éloignés ayant une taille angulaire faible. Durant ma thèse j'ai développé le codes de simulation d'observations de l'instrument WFI (Fig. 3.19) reprenant la méthode décrite en Sec. 3.3. Je n'ai malheureusement pas eu le temps d'étudier l'impact de son utilisation pour l'amélioration de la reconstruction des profils de n_e .

Sachant que notre méthode ajuste des profils radiaux 3D des quantités n_e et P , j'ai essayé durant ma thèse de calculer des profils radiaux de masse de gaz et masse totale. En supposant que le groupe de galaxies est à l'équilibre hydrostatique, on peut calculer une masse totale en fonction du rayon avec l'équation 1.14. Les résultats que j'ai obtenus étaient avant la mise en place de la modélisation des dispersions intrinsèques à la simulation. Je n'ai pas trouvé durant la période de ma thèse comment prendre en compte la dispersion des quantités thermodynamiques de la simulation et comment les comparer quantitativement aux quantités adéquates du groupe de galaxies.

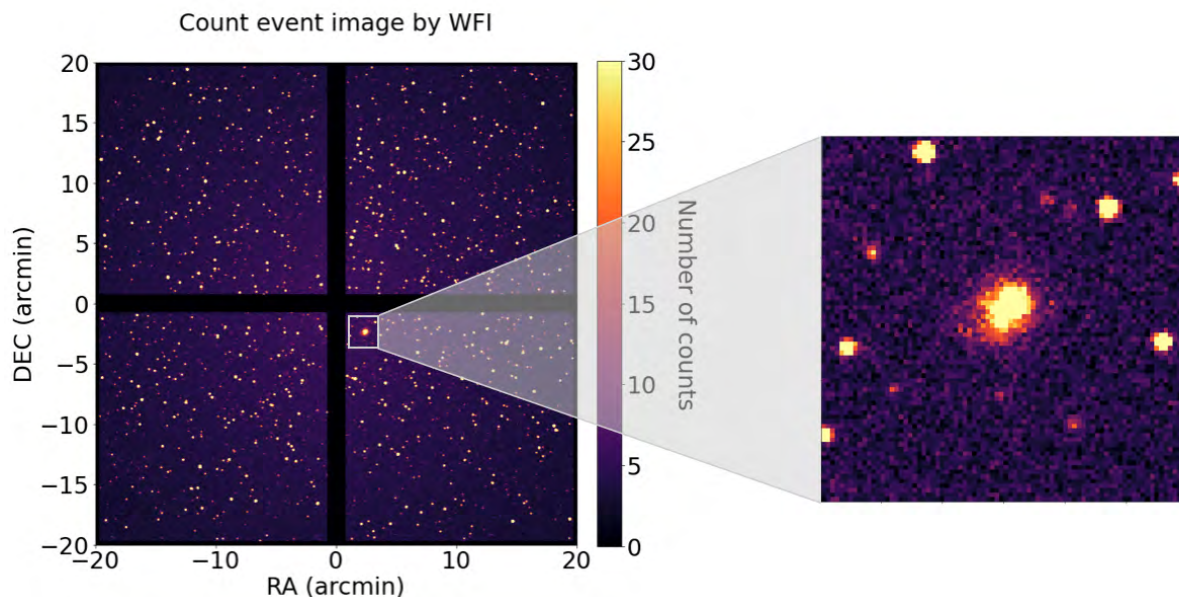


FIGURE 3.19 : Observation simulée avec la méthode de la Sec. 3.3 pour l’instrument WFI du groupe de galaxies à $z = 2$ de la simulation Hydrangea avec un temps d’exposition de 100 ks. L’encart est un zoom sur le groupe de galaxies, illustrant la réduction de la taille des pixels de WFI par rapport à ceux du X-IFU en Fig. 3.5.

3.7 Conclusion

La mission Athena ambitionnent d’étudier la thermodynamique du gaz intra-amas pendant la formation des premiers halos de matière de l’Univers. Pour cela, les pré-requis de la mission exigent l’analyse de groupes de galaxies à faible masse ($M_{500} \sim 5 \times 10^{13} M_{\odot}$) et distants ($z \gtrsim 2$) avec des observations X en spectro-imagerie haute-résolution. Afin d’étudier la faisabilité de cet objectif, j’ai utilisé un groupe de galaxies d’une simulation hydrodynamique cosmologique Hydrangea, modélisant les phénomènes physiques agissant sur la thermodynamique du gaz intra-amas. J’ai simulé des observations réalistes du futur instrument X-IFU en suivant la méthodologie de [Cucchetti et al. \(2018a\)](#). J’ai développé durant ma thèse une méthode d’analyse par modélisation directe, et ajustée par inférence Bayésienne, pour reconstruire les profils radiaux 3D thermodynamiques et chimiques du groupe de galaxies.

Les résultats ont été obtenus avec la configuration optique et instrumentale disponible auprès du consortium X-IFU en 2022. Ceux-ci ont montré qu’avec cette configuration, l’instrument permettait de reconstruire des profils de densité électronique et de pression avec une précision de $\sim 20\%$, et des profils de température et d’entropie avec une précision de $\sim 50\%$, dans la région entre $0.1 R_{500}$ et R_{500} , pour un groupe de galaxies à $z = 2$ avec un temps d’exposition de 100 ks. Notre étude a cependant mis en lumière la nécessité de tenir compte des effets de “mélange” des caractéristiques du gaz le long de la ligne de visée. Elle a aussi permis de pointer la nécessité de prendre en compte la grande dispersion des paramètres thermodynamiques et chimiques, par rapport à des profils moyens, pour représenter convenablement les caractéristiques du groupe de galaxies.

Des améliorations de la méthode d’analyse développée dans ma thèse sont en cours, comme

3.7. CONCLUSION

l'intégration de profils de brillance de surface extraits d'observation de WFI, ou bien le calcul de profils de masse de gaz et masse totale hydrostatique. Une avancée majeure demandera toutefois de sonder une population de groupes et d'amas de galaxies avec cette méthode d'analyse, pour évaluer les biais statistique de celle-ci.

Chapitre 4

Développement d'un banc de test cryogénique

La chaîne électronique de détection et lecture des TES du X-IFU est complexe. Elle est développée par plusieurs laboratoires du consortium qui réalisent la validation des éléments individuels. Pour réaliser une validation de bout en bout de la chaîne de détection, un banc de test cryogénique a été développé et installé dans une salle blanche de l'IRAP. Je décris dans ce chapitre ma participation au développement et à la validation de ce banc de test, qui comprend une chaîne complète de détection basée sur des micro-calorimètres, développée à la NASA/GSFC et au NIST. J'ai contribué à la réduction de la sensibilité du banc aux interférences électromagnétiques afin d'améliorer ses performances, pour qu'il puisse ensuite recevoir les prototypes de la chaîne de lecture du X-IFU.

4.1 Le banc 50 mK

Dès 2016, pendant la phase A de l'instrument, il a été décidé de développer un banc permettant la validation des différents éléments électroniques constituant une chaîne de détection complète du X-IFU. En effet, les éléments de la chaîne de détection et de lecture des détecteurs (voir Sec. 2.3.3) sont développés dans plusieurs laboratoires et différents pays du consortium (Annexe A). Il est nécessaire de valider la compatibilité des éléments entre eux. Le banc de test cryogénique, appelé "banc 50 mK", dédié à ces tests, a été installé dans une salle blanche (ISO 8) à l'IRAP en 2018. Il est géré conjointement par l'IRAP, où se trouve plusieurs équipes travaillant sur le développement de l'instrument, et notamment le développement de l'électronique de lecture des TES, ainsi que le CNES, maître d'oeuvre du X-IFU.

4.1.1 Objectifs du banc 50 mK

Les objectifs du banc de test cryogénique 50 mK sont multiples :

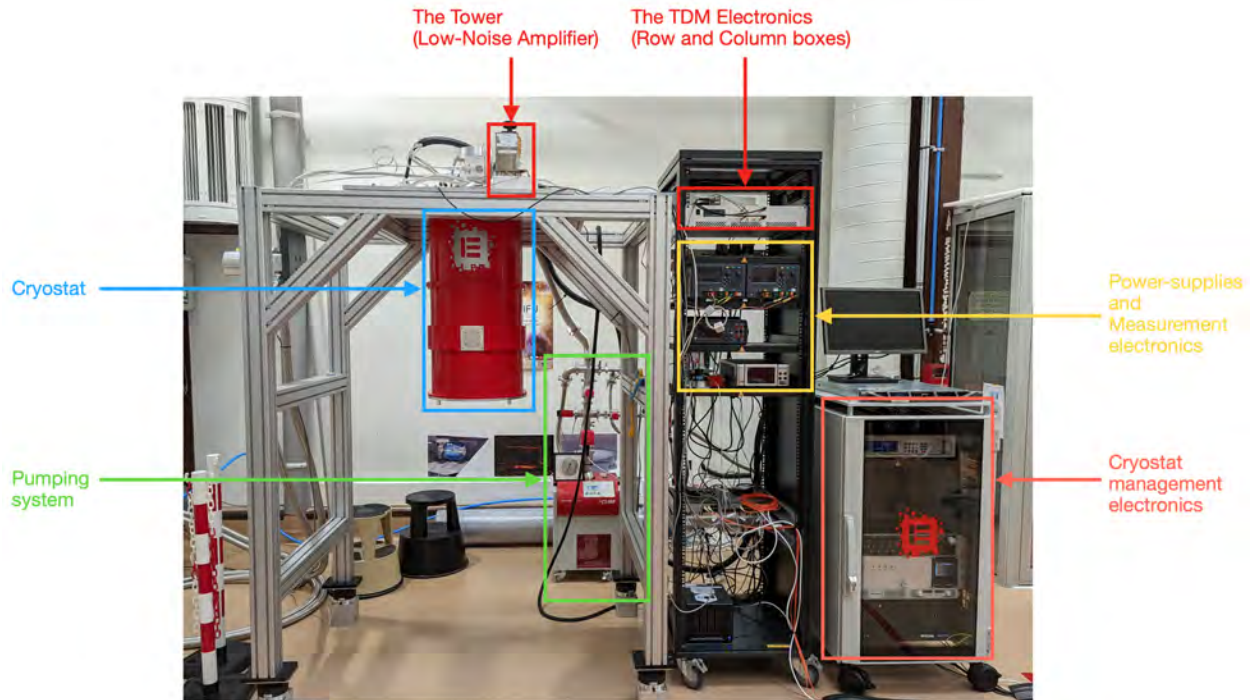


FIGURE 4.1 : Le banc de test cryogénique CNES-IRAP, appelé “Banc 50 mK” (Castellani et al., 2022).

1. **Valider les prototypes de la chaîne de lecture du X-IFU de bout en bout** - Le banc 50 mK recevra les modèles de démonstration de l'électronique de lecture, dite “chaude” (Sec. 2.3.3), du X-IFU. Elle est composée du DRE (Ravera et al., 2018) développé à l'IRAP (Toulouse) et du WFEE (Prêle et al., 2020) développé à l'APC (Paris). Le banc 50 mK intègre une chaîne de détection froide similaire à celle du futur instrument, développé par la NASA/GSFC et le NIST. Cela permet de représenter entièrement le système de détection du X-IFU, et ainsi de valider l'architecture et la compatibilité des éléments entre eux. Il permet également de développer et de valider les outils de diagnostic ou de paramétrage (TES bias ou SQUID bias, synchronisation, etc. Voir Sec. 5.2.2).
2. **Valider les outils logiciels nécessaires au futur système de traitement des données du X-IFU** - L'implémentation d'une chaîne de détection et de lecture de TES permet de produire des données comparables aux futures données du X-IFU. Le banc 50 mK fournit ainsi des jeux de données nécessaires à la validation des logiciels de traitement des pulses pour l'instrument final (Sec. 5.3.2.2).
3. **Préparer l'étalonnage au sol de l'instrument** - L'étalonnage d'un instrument donnant accès à la haute résolution spectrale en X est une tâche complexe et récente (ex : *Hitomi*, Eckart et al., 2016). Pour cela, plusieurs types de sources de rayons de X peuvent être utilisées dans l'ensemble des équipements de l'étalonnage au sol (GSE pour *Ground Segment Equipment*) : RTS (*Rotating Target Source*), MXS (*Modulated X-ray Source*), CCCM (*Channel-Cut Crystal Monochromator*) ou EBIT (*Electron Beam Ion Trap*, Shah et al., 2021). L'étalonnage du X-IFU se fera avec un moyen d'essai dédié. Le banc 50 mK permettra de valider les sources X et les procédures d'étalonnage.

4. **Gagner en expertise pour le futur cryostat du CNES** - Les équipes du CNES devront réaliser l'intégration finale de la chaîne de détection complète du X-IFU avec son plan focal. A ce titre un moyen d'essai cryogénique dédié sera installé au CNES. Le banc 50 mK, situé à l'IRAP et co-géré par le CNES, permettra de former les équipes à l'installation d'un tel dispositif cryogénique, et notamment sur les validations préliminaires nécessaires avant les tests (voir Sec. 4.2).

4.1.2 La chaîne cryogénique

4.1.2.1 Spécifications du banc

Pour pouvoir opérer la chaîne de lecture des TES, le banc cryogénique devra apporter un étage de thermalisation à 55 mK au niveau du plan focal, avec une stabilité meilleure que $5 \mu\text{K}$ rms (objectif $< 3 \mu\text{K}$) pendant au moins 6 h, le temps nécessaire pour détecter un nombre suffisant de photons X. 55 mK est une température suffisante pour l'opération des TES qui permet d'optimiser le temps de maintien en froid. L'objectif du banc 50 mK n'est pas la démonstration de la résolution spectrale finale du X-IFU (2.5 eV avec des détecteurs multiplexés en TDM). Pour la validation de l'architecture de la chaîne de détection du X-IFU, une résolution meilleure que 3.5 eV à 6 keV sera suffisante (voir le budget de résolution en énergie du banc 50 mK en annexe C et Cucchetti, 2019).

4.1.2.2 Le cryostat

Le banc 50 mK utilise un cryostat L-series de Entropy GmbH¹ (voir Fig. 4.1). La mise sous vide de l'enceinte (dewar) est effectuée par un groupe de pompage Pfeiffer² HiCube 80 Classic, permettant de descendre aux alentours de 10^{-5} hPa en 48 h, la suite de la descente en pression se faisant par cryo-pompage par les étages refroidis.

Le cryostat comporte 4 étages : "70 K", "4 K", "0.1 K" et "50 mK" (voir Fig. 4.2). Un réfrigérateur à tube pulsé bi-étagé : Sumitomo F70. La configuration à deux étages est capable d'atteindre des températures plus basses qu'un réfrigérateur à simple étage en utilisant le froid produit par le premier étage pour pré-refroidir le gaz dans le deuxième. Le compresseur, refroidi par eau, se trouve à l'extérieur de la salle blanche. Il est relié à la valve rotative d'alimentation des tubes à injection par des flexibles (voir Fig. 4.3). Un premier tube à injection permet de refroidir l'étage "70 K"³ à ~ 35 K, un second tube refroidit l'étage "4 K" à ~ 3 K. Sur cet étage est installé le réfrigérateur à désaimantation adiabatique (ADR pour *Adiabatic Demagnetization Refrigerator*) permettant de descendre jusqu'à des températures sub-Kelvin.

4.1.2.3 Le refroidissement sub-Kelvin

L'ADR utilise le processus de refroidissement magnétique pour atteindre une température de quelques dizaines de mK. Celui-ci exploite l'effet magnétocalorique de certains matériaux,

¹<https://www.entropy-cryogenics.com/>

²<https://www.pfeiffer-vacuum.com/en/>

³Le noms des étages 70K et 4K ne correspondent pas aux températures atteintes pas le compresseur mais aux températures d'ébullition de l'azote liquide et de l'hélium liquide à pression standard, utilisés pour des cryostats sans réfrigérateur à tube pulsé.

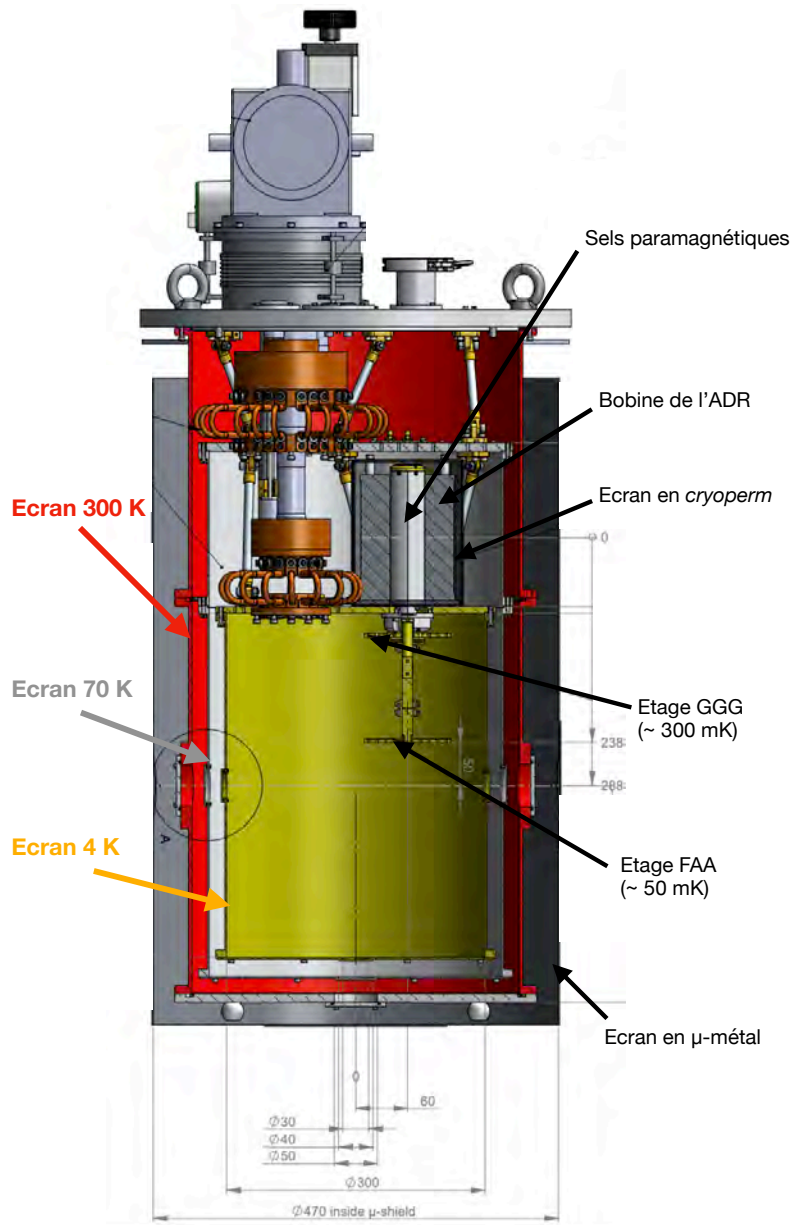


FIGURE 4.2 : Plan technique des différents éléments du cryostat. Le cryostat est représenté dans son écran en μ -métal. Celui-ci n'est utilisé que pendant la descente en froid du cryostat (voir Sec. 4.2.2). Crédits : Entropy GmbH.

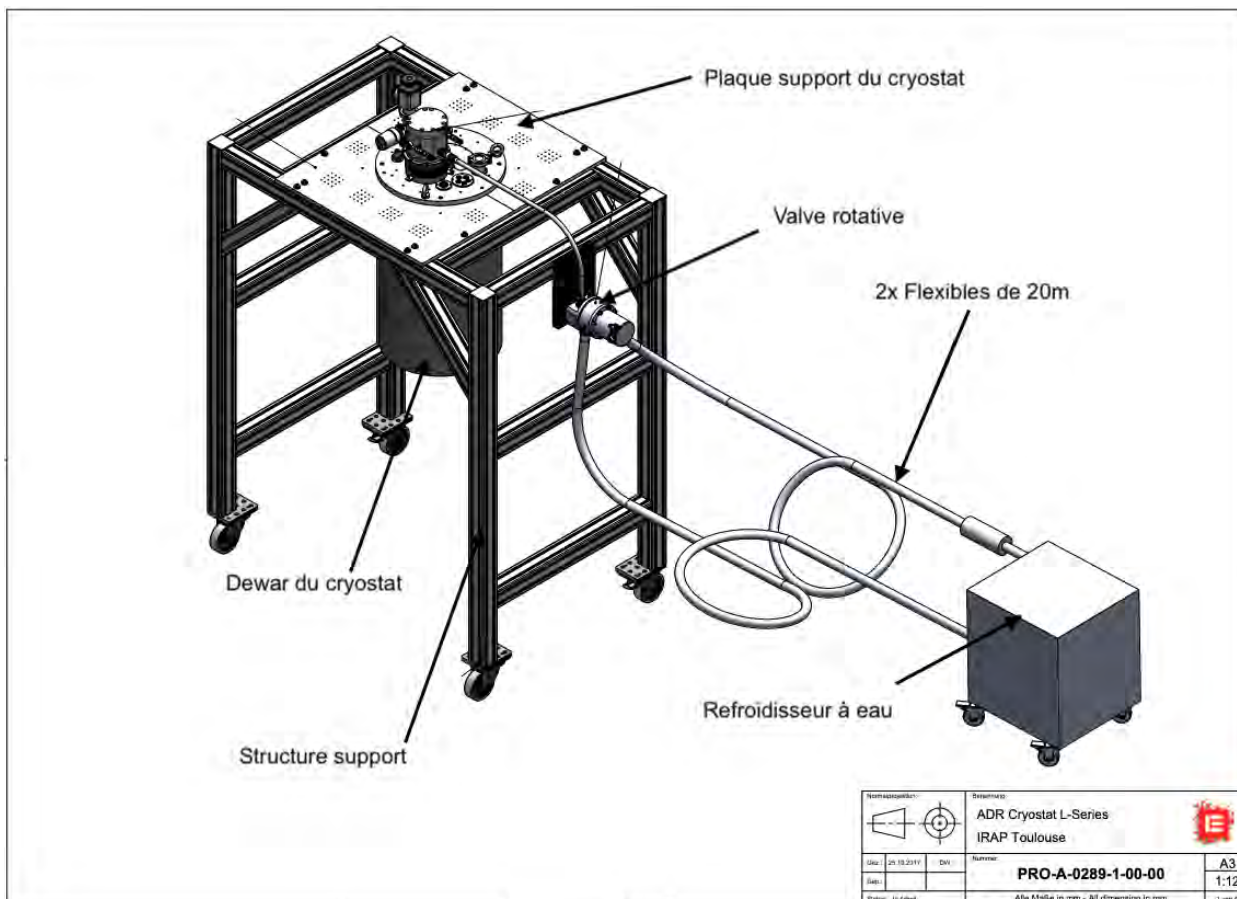


FIGURE 4.3 : Schéma de la structure supportant le cryostat. Le refroidisseur à eau du compresseur Sumimoto 70 se trouve dans une salle extérieur à la salle blanche, il est relié à la valve de séparation, fixée à la structure du cryostat, par des flexibles de 20m de long. Crédits : Entropy GmbH.

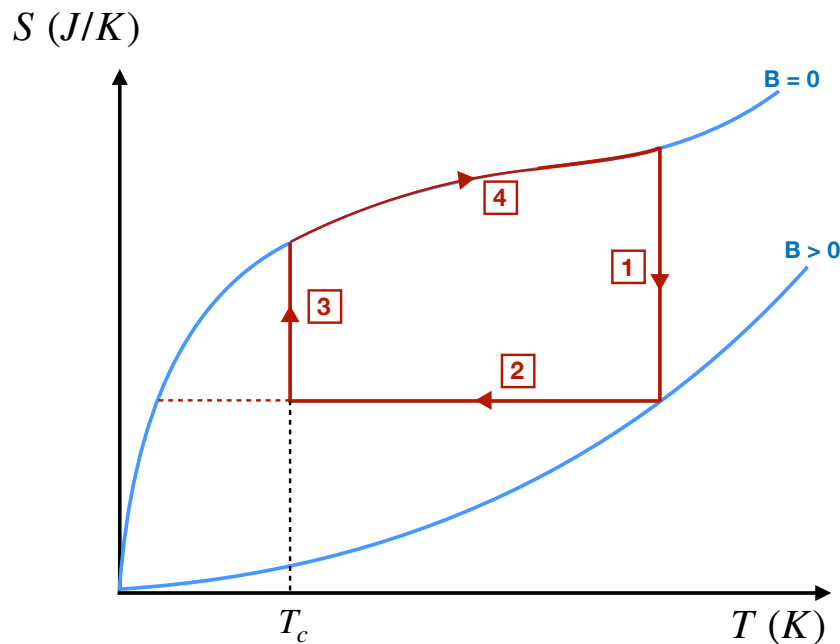


FIGURE 4.4 : Cycle Entropie - Température d'un matériau paramagnétique durant un processus idéal de refroidissement magnétique : 1 - Phase isotherme. 2 - Phase adiabatique. 3 - Régulation à la température de consigne T_c . 4 - Champ magnétique nul. Figure adaptée de Bartlett et al. (2015).

reliant leur température à la variation de champ magnétique qu'on leur applique. Ainsi, la relation fondamentale de l'effet magnétocalorique est analogue à une détente adiabatique d'un gaz (Fig. 4.4) mais pour un matériau magnétique (Bartlett et al., 2015).

En appliquant un champ magnétique à un matériau paramagnétique, l'alignement des moments dipolaires du matériau va réduire son entropie. La température est maintenue constante par un interrupteur thermique (phase isotherme). Le refroidissement est obtenu en isolant thermiquement le matériau et en diminuant progressivement le champ magnétique (phase adiabatique). La variation de température obtenue entre l'état initial et final durant la transformation adiabatique réversible de magnétisation ou démagnétisation s'écrit (Tishin & Spichkin, 2003) :

$$\Delta T = \mu_0 \int_{H_i}^{H_f} \frac{T}{C_p} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH \quad (4.1)$$

avec μ_0 est la perméabilité du vide, H_i et H_f sont respectivement les champs magnétiques appliqués à l'état initial et final.

La procédure opérationnelle de l'ADR, appelée recharge, est la suivante (Fig. 4.4) :

1. **Phase isotherme** - On applique un champ magnétique au sel paramagnétique : les spins électroniques s'alignent avec le champ magnétique, son entropie diminue alors que la chaleur produite est évacuée par un lien thermique (Fig. 4.6) avec un réservoir isotherme (Etage 4K dans notre cas).
2. **Phase adiabatique** - L'interrupteur thermique est ouvert et le champ magnétique

est progressivement diminué. Les spins électroniques du sel paramagnétique se désalignent et sa température diminue car la transformation est adiabatique et réversible. La chaleur provenant de l'assemblage du plan focal relié thermiquement à l'ADR est alors absorbée et sa température atteint la valeur de fonctionnement désirée.

- 3. Régulation en température** - Le maintien à la température de consigne est directement contrôlé par le champ magnétique. Les pertes thermiques parasites et la chaleur dissipée par l'assemblage du plan focal sont compensées jusqu'à atteindre un champ magnétique nul.
- 4. Champ magnétique nul** - La température remonte alors progressivement.

L'ADR du cryostat du banc 50 mK est constitué d'un électro-aimant supraconducteur, composé d'une bobine de niobium produisant 6 T à 40 A. Il est entouré d'un écran en *cryoperm*, complété par un écran en *Hiperco*, pour limiter les perturbations magnétiques avec l'électronique alentour, notamment les détecteurs et la thermométrie. La bobine entoure deux sels paramagnétiques (*salt pills*) permettant à l'ADR d'être bi-étagé (Fig. 4.6) : un premier sel paramagnétique, le GGG (*Gadolinium Gallium Garnet* ou grenat de gallium et de gadolinium en français) refroidit à environ 300 mK, et un second sel, le FAA (*Ferric Ammonium Alum* ou alun d'ammonium ferrique) refroidit le plateau en dessous de 55 mK. Les sels sont montés sur des suspensions en VespelTM assurant une bonne isolation thermique à basse température tout en étant suffisamment robuste pour supporter jusqu'à 1.5 kg sur le plateau FAA.

La thermalisation des étages FAA et GGG est réalisée par un interrupteur thermique contrôlé par un moteur pas à pas. Son ouverture et sa fermeture sont pilotées automatiquement pendant la recharge de l'ADR. Une recharge complète de l'ADR du banc 50 mK prend $\sim 1\text{h}30$ (voir Fig. 4.7). Elle comprend : la vérification de fermeture de l'interrupteur thermique, la recharge de la bobine à 40 A, la thermalisation des sels paramagnétiques par l'étage 4 K et la descente en température de l'assemblage du plan focal à 55 mK.

4.1.2.4 La thermométrie

La thermométrie nécessaire aux opérations du cryostat est réalisée à l'aide d'un pont de mesure PICOWATT AVS 47-B AC *resistance bridge*⁴ pouvant multiplexer jusqu'à 8 canaux, avec un pré-amplificateur faible bruit. Elle est pilotée par une interface développée par Entropy GmbH sur un ordinateur dédiée en salle blanche. Les mesures de température aux différents étages du cryostat sont effectuées par des capteurs thermo-résistifs ou RTD (*Resistance Temperature Detector*, McCammon, 2005b) de LakeShore⁵. Différents thermomètres sont utilisés suivant la plage de température opérée :

- **Etage 70 K - Pt1000.** Le RTD Pt1000 en platine a une résistance de $1000\ \Omega$ à la température de 0°C (273.15 K). C'est un capteur de prix abordable et de très bonne précision pour des températures supérieures à 14 K.
- **Etage 4 K - Cernox.** La CernoxTM a la plus large plage de fonctionnement : de 0.1 K à plus de 400 K. Elle a une bonne précision pour des températures supérieures à 1 K,

⁴<http://www.picowatt.fi/avs47b/avs47b.html>

⁵<https://www.lakeshore.com/>

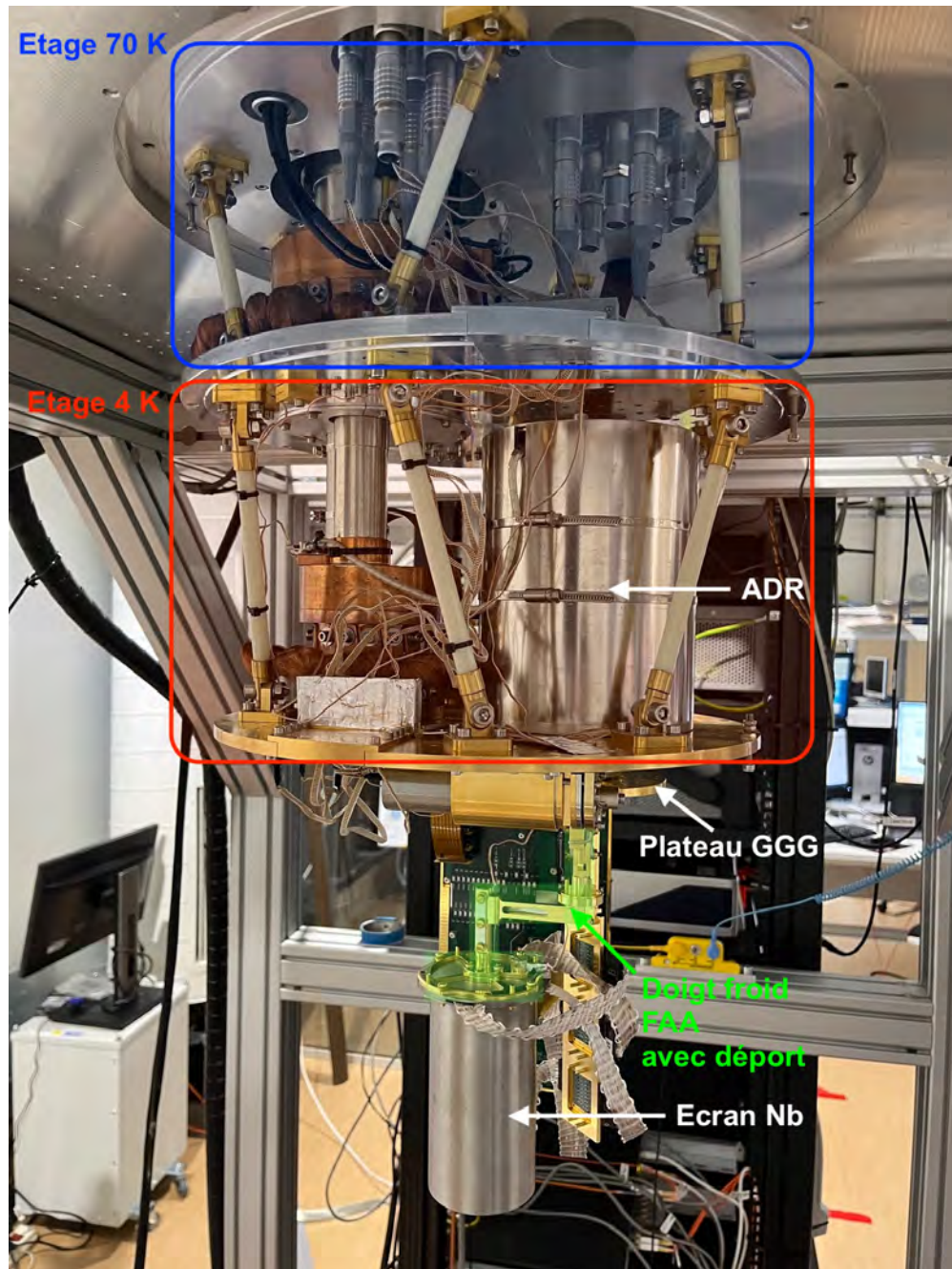


FIGURE 4.5 : Photo des différents étages du cryostat de la Fig. 4.2. l'ADR est entouré d'un écran en *cryoperm* et d'un écran en *Hiperco*.

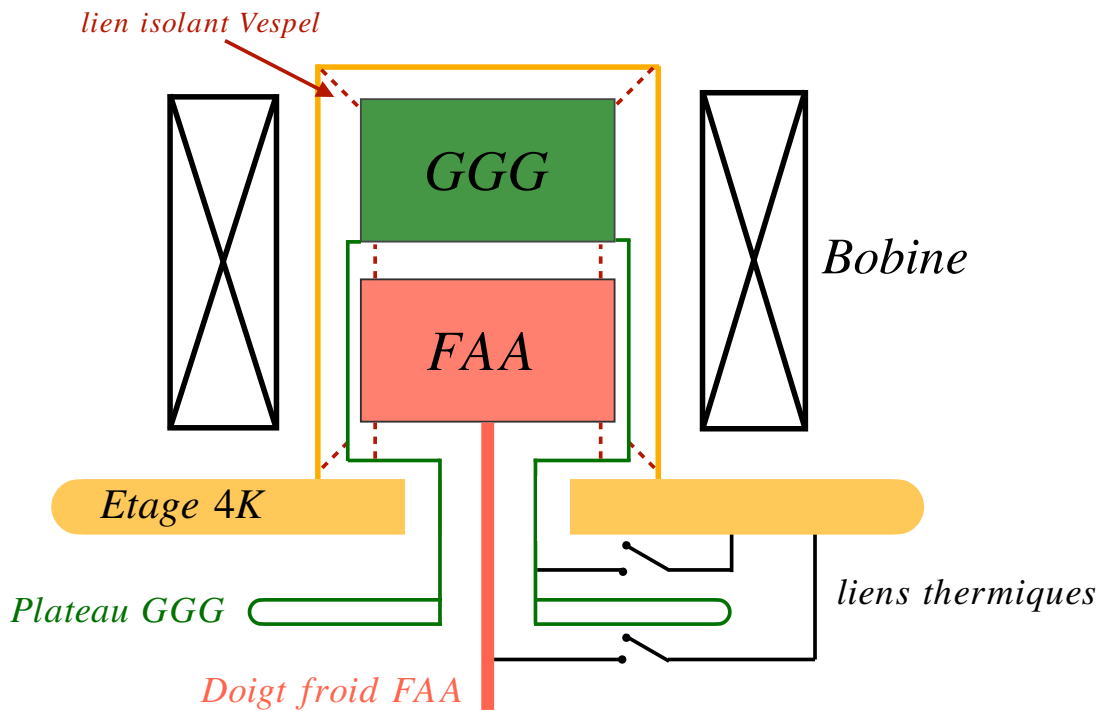


FIGURE 4.6 : Schéma en coupe de l'ADR. Un interrupteur thermique ouvre ou ferme les liens thermiques avec l'étage 4K (puits thermique). La bobine envoie un champ magnétique sur les deux sels paramagnétiques : GGG et FAA. Les liaisons mécaniques se font avec des tiges en Vespel™, très bons isolants thermiques.

mais elle est moins sensible que les RuOx (*Ruthenium Oxide*) pour les températures sub-Kelvin.

- **Etage FAA et GGG - RuOx.** Les RuOx sont des capteurs semi-conducteurs avec un coefficient de température négatif ($dR/dT < 0$) ce qui en fait de très bons capteurs pour les faibles températures. Ce sont les meilleurs⁶ de LakeShore pour des températures sub-Kelvin en présence de champ magnétique élevé.

En plus du pont de mesure nécessaire aux opérations de cryogénie, la thermométrie au niveau du plan focal, au plus proche des détecteurs, est réalisée indépendamment avec un autre pont de mesure, *LakeShore Model 372 AC Resistance Bridge*. Un RTD RuOx dédié (Fig. 4.28), se trouve au plus proche de la chaufferette d'asservissement en température (voir Sec. 4.3.4). Le passage des câbles entre les capteurs dans le cryostat et les ponts de mesure à l'extérieur du dewar se fait par des traversées étanches et des connecteurs LEMO™⁷.

⁶Les meilleurs RTD pour faible température sont les *Neutron Transmutation Doped (NTD) Germanium thermistor* (Haller, 1995) mais ils sont indisponibles dans la marque LakeShore.

⁷<https://www.lemo.com/fr>

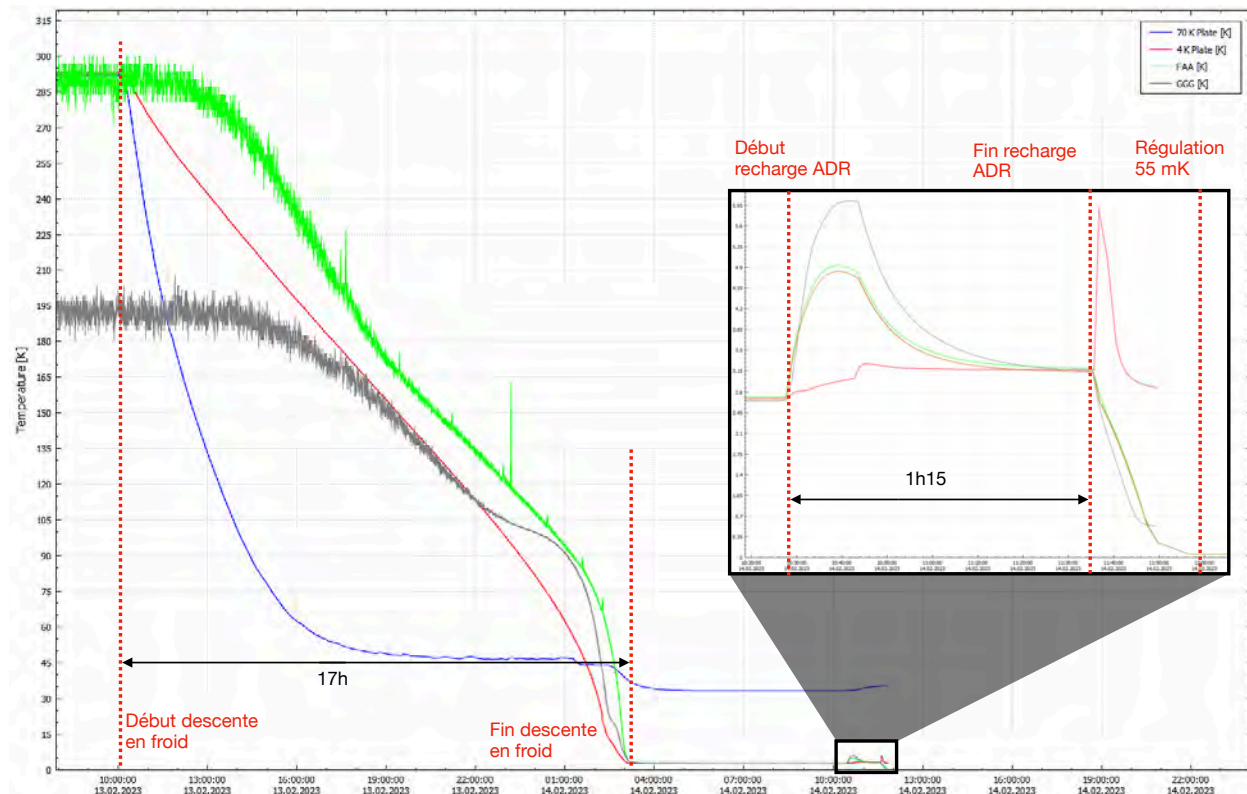


FIGURE 4.7 : Descente en froid avec le *pulse tube* puis recharge de l'ADR (encadré) pour atteindre une température sub-Kelvin avec l'étage FAA.

4.1.3 Chemin optique, filtres et source radioactive

Pour tester le fonctionnement de la chaîne de détection du banc 50 mK, les détecteurs recevront des photons X émis lors de la désintégration d'une source radioactive positionnée dans un logement sous le cryostat. Un chemin optique est prévu depuis la source jusqu'au coeur du dewar où se trouve l'étage le plus froid.

4.1.3.1 Le chemin optique et son filtrage

Les différents étages du dewar du cryostat ont des écrans d'aluminium ("Ecran 300 K", "Ecran 70 K" et "Ecran 4 K" sur la Fig. 4.2) pour prévenir les transferts radiatifs. Des ouvertures au bas de chaque écran permettent le passage des photons X. L'ADR ne se trouvant pas dans l'axe de ces ouvertures, une pièce d'interface coudée (Fig. 4.5) permet de positionner le "doigt froid FAA" le long de l'axe optique. J'ai mesuré un écart de 1 mm entre l'axe du centre de la source et le centre de la matrice des détecteurs. Le processus des mesures est décrit en Annexe D. Un plan du chemin optique est illustré en Fig. 14. Toutes les ouvertures sont équipées de filtres permettant le passage des photons X, mais bloquant au maximum les photons visibles et infrarouges :

- Le bloc des détecteurs est protégé par un filtre en Aluminium.
- L'ouverture de l'écran Nb a un filtre de $20 \mu\text{m}$ en Aluminium.
- Les ouvertures des écrans 70 K et 4 K possèdent des filtres en Mylar aluminisés ($6 \mu\text{m}$

de Mylar et 2 nm de Al).

- Pour l'ouverture vers l'extérieur du cryostat, une fenêtre "LEX-HT" (*Light Element X-ray Window*) de LuxelTM⁸ est installée sur l'écran **300 K**. Elle a une faible transmission pour les photons d'énergie < 1 keV, de plus, elle résiste à une différence de pression de 1 atm.

4.1.3.2 La source radioactive ⁵⁵Fe

Pour produire des photons X sur le banc de test, nous utilisons une source radioactive de ⁵⁵Fe (Eckert et Ziegler⁹). L'isotope du fer se désintègre en ⁵⁵Mn par capture électronique, avec une demi-vie de 2.7 ans, produisant notamment 2 complexes de raies d'émission : Mn-K α (Mn-K α_1 à 5898.75 eV et Mn-K α_2 à 5887.65 eV) et Mn-K β à 6490.45 eV (Thompson et al., 2001).

La source radioactive est montée sur une roue à filtres, pilotée par un micro-contrôleur programmable de type ArduinoTM Uno¹⁰. La roue sélectionne une position parmi un jeu de cinq atténuateurs, optimisant le taux de comptage au niveau des détecteurs. Le taux de comptage recherché sur le banc de test est de 1 cts/s/pixel, ce qui permet d'avoir au moins 80% des coups avec une haute-résolution (Smith et al., 2016).

4.1.4 Description de la chaîne de détection NASA/GSFC et NIST

Pour valider l'architecture du banc 50 mK avant la réception des prototypes de l'électronique de vol du X-IFU, une chaîne de détection et lecture complète, développée par le NIST (*National Institute of Standards and Technology*) et la NASA/GSFC (*Goddard Space Flight Center*) a été installée sur le banc 50 mK durant l'année 2021 (Beaumont et al., 2022). Elle a permis de détecter les premiers photons X avec des micro-calorimètres à l'IRAP le 20 décembre 2021.

4.1.4.1 Le *snout*

L'ensemble comprenant les détecteurs (appelé "*snout*"¹¹) est attaché au doigt froid (étage FAA) de l'ADR à ~ 55 mK (voir Fig. 4.8). Il est constitué d'un bloc de 67 mm de long placé sur un pied circulaire de 58.4 mm de diamètre (Doriese et al., 2017), enveloppé dans un écran de protection en aluminium. Il est fixé de manière à ce que la matrice de détecteurs soit orientée vers le bas du cryostat. La matrice est constituée de 1024 (32×32) pixels de type LPA (*Large Pixel Array*, Smith et al., 2016), ayant des absorbeurs de 250 μ m de côté et des TES de 75 μ m de côté. Sur le *snout* du banc 50 mK seuls 64 TES (ré-organisés en 2 colonnes de 32) sont connectés. Cela correspond à un secteur en forme d'ailette du cache de la matrice, visible sur la Fig. 4.8.

Les deux colonnes de pixels sont connectées à leurs SQUID de lecture (MUX SQUID, voir Sec. 2.3.1.3) par deux circuits d'aluminium flexibles. Ceux-ci sont faits de 128 fils Al (64

⁸<https://luxel.com/>

⁹<https://www.ezag.com/home/>

¹⁰<https://www.arduino.cc/>

¹¹*Snout* n'est pas un acronyme : la forme du FPA faisait penser à un museau d'animal, *snout* en anglais, au personnel du NIST.

paires) de $25\ \mu\text{m}$ de large, espacés de $200\ \mu\text{m}$ et déposés sur un substrat polyimide. Le circuit est supraconducteur car refroidi en dessous de la température critique de l'aluminium de $1.2\ \text{K}$. Sur le coté des MUX SQUID sont connectés les FAS (*Flux Actuated Switches*) avec les résistances de polarisation des SQUID.

La connexion entre les circuits imprimés et l'électronique de lecture se fait par des connecteurs "Nano-D" au niveau du pied du *snout*. La structure métallique du *snout* est en cuivre (alliage Cu 101) haute conductivité sans oxygène (OFHC pour *Oxygen Free High Conductivity*), dont les parties externes sont dorées pour une meilleure résistance à la corrosion et une meilleure conductivité thermique aux interfaces.

Le *snout* est protégé par un écran cylindrique en niobium (voir Fig. 4.8), acquis par l'IRAP auprès de Eagle Alloys Corporation¹². Quand celui-ci est supraconducteur, en dessous de $9\ \text{K}$, il atténue d'un facteur d'environ 2000 les variations du champ magnétique (Betancourt-Martinez et al., 2021). Lors du passage de la température critique pendant la descente en froid, un champ magnétique résiduel est figé par l'écran Nb. La composante du champ magnétique normale aux TES est compensée grâce à une bobine placée sous la matrice des détecteurs (voir Sec. 4.2.2).

Trois ouvertures dans l'écran Nb permettent le passage de câbles tissés, appelés *looms*. Ces câbles rassemblent des paires torsadées en Nb-Ti supraconductrices qui relient le *snout* aux connecteurs Nano-D de la *terminator card*. La *terminator card*, fixée sur l'étage GGG ($\sim 300\text{-}500\ \text{mK}$), permet de limiter le bruit Johnson de l'amplification ainsi que les pertes thermiques par conduction dues aux *looms*. D'autres *looms* connectent la *terminator card* à la "carte 3 K" (voir Fig. 4.8).

4.1.4.2 La carte 3 K

La carte 3 K est l'étage de l'électronique froide faisant le lien avec l'électronique du plan focal (le *snout*) et l'électronique à température ambiante (la *tower*). Il s'agit d'un circuit imprimé fixé sur une plaque d'aluminium dorée pour assurer sa thermalisation à $3\ \text{K}$. Un SQUID d'amplification (SQUID AMP) est associé à chacune des colonnes. Les SQUID AMP se trouvent dans un boîtier, fourni par le NIST, connecté à la carte 3 K. La liaison avec la *tower* est assurée par 10 circuits flexibles, ou *flexes*. Ils sont composés de pistes de nickel de cuivre recouvertes de KaptonTM, d'adhésif et d'une couche de polyimide restant stable pour une large plage de températures. Ils traversent les différents étages du cryostat.

4.1.4.3 La tower

Les *flexes* arrivent dans la *tower*, un amplificateur faible-bruit pour les signaux de sortie du SQUID AMP, avec un niveau de bruit inférieur à $1\ \text{nV}/\sqrt{Hz}$ (Doriese et al., 2016). La *tower* est aussi une passerelle pour :

- Les courants de commande d'ouverture des FAS. Ils passent par les 8 câbles HDMI provenant de l'électronique de multiplexage : *Row box* (Fig. 4.9).
- Les signaux de contre-réaction pour les MUX SQUID et SQUID AMP. Ils sont envoyés par la *column box* avec des câbles SMB.

¹²<https://www.eaglealloys.com/fr/>

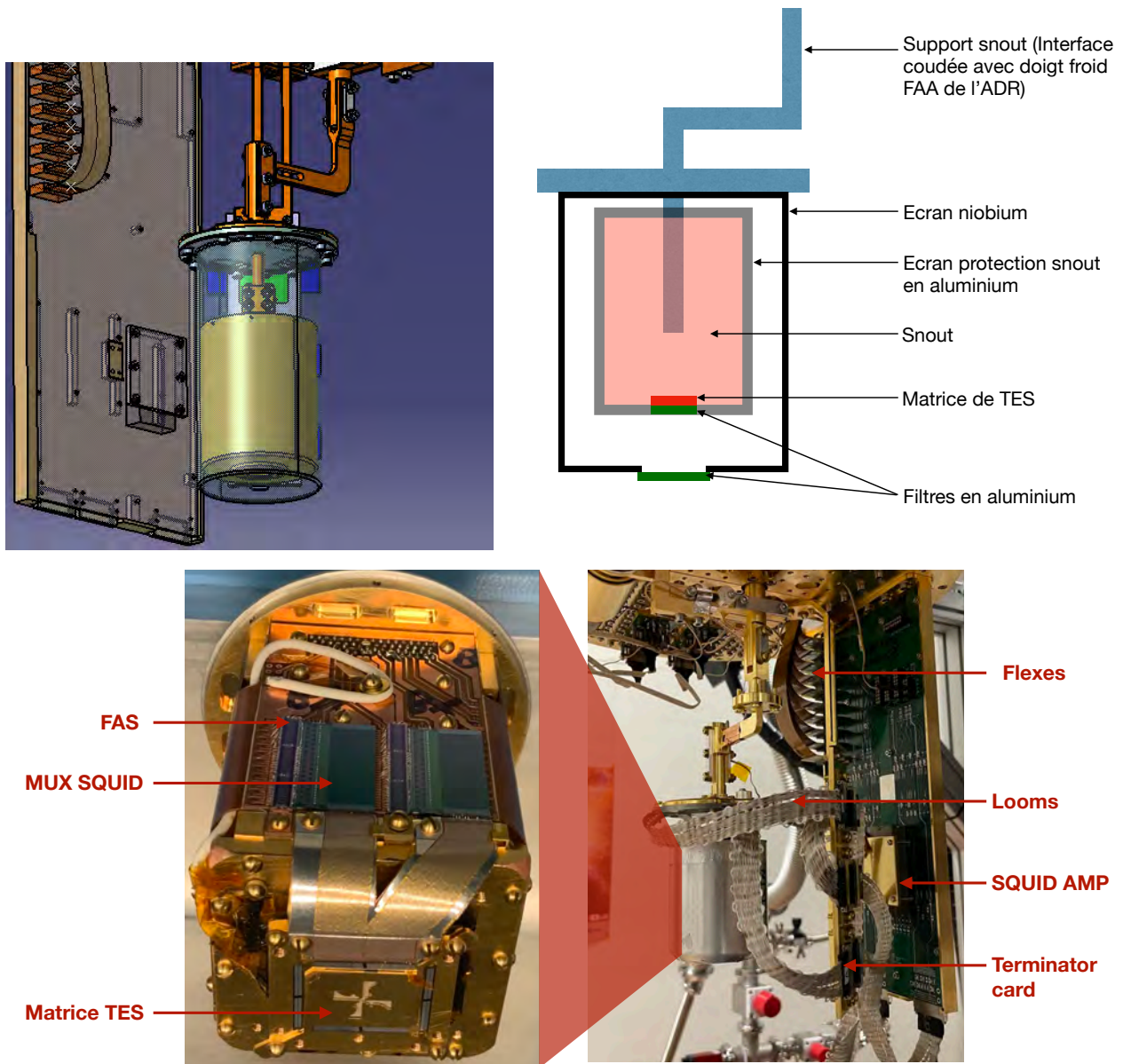


FIGURE 4.8 : (Haut - Gauche) Dessin 3D du montage du *snout* dans l'écran Nb. Crédits : Gilles Roudil. (Haut - Droite) Schéma explicatif du montage. (Bas - Gauche) Photo du *snout* sans l'écran de protection en aluminium. Seules 2 colonnes de 32 pixels, correspondant à une ailette de l'hélice, sont connectées. (Bas - Droite) Le *snout* dans son écran de protection en aluminium est fixé sur le doigt froid FAA. Les *looms* partent du *snout* pour se connecter à la *terminator card* puis à la carte 3 K où se trouve le SQUID AMP et les *flexes* vers la *tower*. L'écran en niobium n'est pas représenté sur l'image. Il est visible en Fig. 4.5.

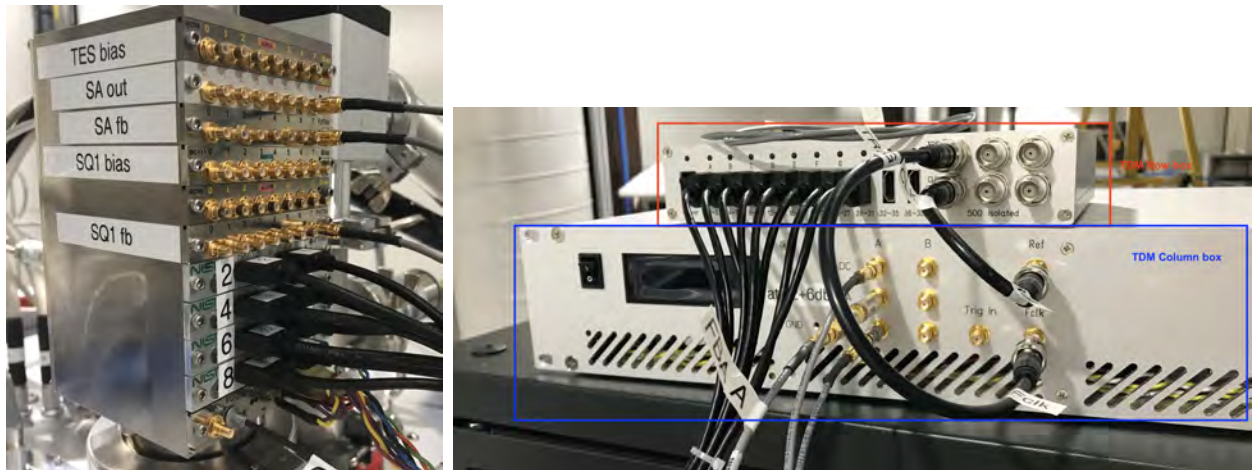


FIGURE 4.9 : (Gauche) La *tower* : un amplificateur faible bruit qui fait le lien entre l'électronique froide, de détection, à l'intérieur du cryostat et l'électronique de lecture et multiplexage, à température ambiante. (Droite) Les deux boîtiers de l'électronique de lecture de la NASA/GSFC. Le boîtier supérieur (encadré en rouge) est la *row box*. Elle est reliée à la *tower* par les câbles HDMI tandis que le signal d'horloge est partagé par un câble coaxial avec la *column box* (encadré en bleu). La *column box*, qui sert au démultiplexage du signal de sortie et l'envoi des signaux de contre-réaction, est reliée à la *tower* par les 3 câbles SMB.

- Les signaux de polarisation des TES et MUX SQUID. Les tensions de polarisation peuvent être directement envoyées par la *tower* ou bien transmises par les entrées “TES bias” ou “SQ1 bias” (Fig. 4.9 gauche). Les commandes de polarisation sont envoyées grâce à un logiciel approprié, fourni par la NASA/GSFC, appelé “Gug”.

Les signaux en sortie du SQUID AMP sont amplifiés par la *tower* et envoyés à la carte “SA out”. Ceux-ci sont ensuite traités par la partie multiplexage/démultiplexage de la chaîne de lecture.

4.1.4.4 L'électronique de lecture de la NASA/GSFC

Pour la validation du banc 50 mK, une chaîne de lecture complète a été installée en 2021 (Beaumont et al., 2022). Elle est basée sur des composants standards (COTS pour *Commercial-off-the-shelf*) et a été développée par la NASA/GSFC (Sakai et al., 2022). Cette électronique est spécialement conçue pour fonctionner avec les éléments de la chaîne de détection froide du NIST (*snout* et *tower*). Le système est piloté via Ethernet grâce à une suite de logiciels dédiée (voir Sec. 4.1.5). Deux systèmes de lecture sont possibles :

1. La lecture d'un seul détecteur, en *single channel*, se fait à l'aide des éléments suivants (Fig. 4.10) :
 - La *k-board* ou *TES Analyzer* permet de lire le signal en sortie de la *tower* avec un ADC. Elle permet aussi de générer des signaux périodiques basse fréquence dans les canaux de contre-réaction des TES ou SQUID pour visualiser les caractéristiques I/V des TES, les courbes V/Φ des SQUID, etc. (voir Sec. 2.3.1.3).

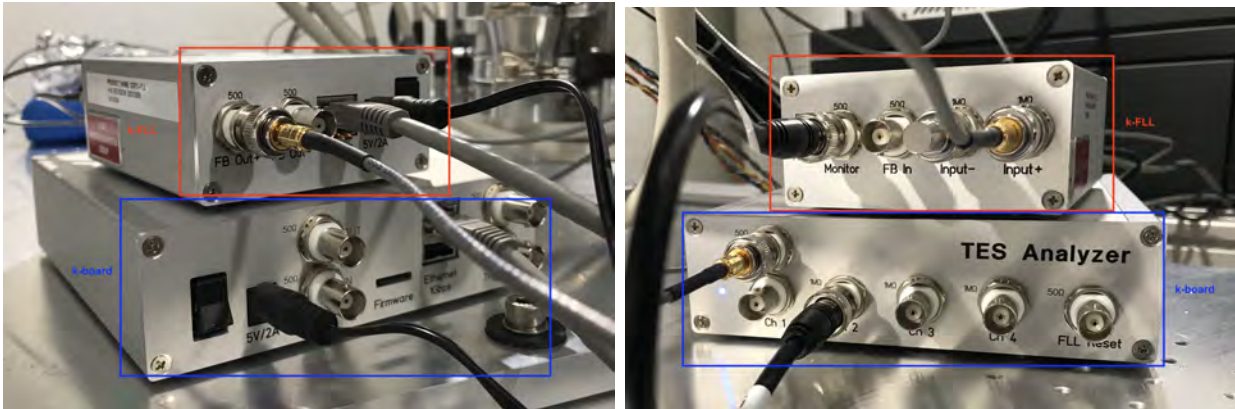


FIGURE 4.10 : Les deux boîtiers *k-FLL* et *k-board* permettant de faire du *single channel*. (Gauche) Les faces avant du boîtier *k-FLL*, pour *Flux Locked-Loop* (encadré en rouge), qui permet de gérer la boucle de contre-réaction des MUX SQUID, ainsi que le boîtier *k-board* (encadré en bleu) qui permet de visualiser le signal en sortie de la chaîne de lecture. (Droite) Les faces arrières des deux boîtiers. On voit que le signal d'entrée du boîtier *k-FLL* (Monitor) est visualisé sur l'entrée 2 (Ch2) du boîtier *k-board* aussi appelé *TES Analyzer*.

- La *k-FLL* est un composant externe permettant l'asservissement des MUX SQUID par une boucle à verrouillage de flux ou *Flux Locked-Loop*, construit à partir d'un Magnicon XXF-1¹³. Couplé avec la *k-board*, cet élément permet d'enregistrer des données (*pulses* et bruit) en *single channel* pour pouvoir caractériser chaque canal indépendamment. Un canal correspond au pixel et son MUX SQUID associé. Le canal étudié est activé par la *row box* (cf TDM ci-après).
2. Le multiplexage en temps (Sec. 2.3.1.4) se fait avec l'électronique TDM composée de deux boîtiers (Fig. 4.9 droite) :
- La *Row box* assure le passage d'une ligne à l'autre du TDM en envoyant les tensions d'ouvertures (entre 0 V et 2 V) aux FAS par les connecteurs HDMI. Le signal est produit par une carte programmable FPGA (*Field Programmable Gate Array*), puis la tension est envoyée par le convertisseur numérique-analogique (DAC) vers la *tower*. La *row box* génère également les signaux de synchronisation (voir Sec. 5.1.1 pour une explication détaillée). Les deux signaux d'horloges, *Ref* et *Fclk*, sont partagés avec la *column box* avec des câbles coaxiaux visibles sur la Fig. 4.9 (Droite).
 - La *Column box* permet le démultiplexage du signal de lecture des TES pour chacune des colonnes. Elle génère également les signaux de contre-réaction des MUX SQUID et SQUID AMP.

Ce matériel, utilisé sur un cryostat de la NASA/GSFC, a permis de réaliser des détections de raies d'émission en rayons X pour plusieurs complexes de d'éléments chimiques, avec une résolution de 1.58 eV en *single channel* (Miniussi et al., 2018) et 2.05 eV en TDM (2 x 32) (Sakai et al., 2022) pour le Mn-K α .

¹³<http://www.magnicon.com/squid-electronics/xxf-1>

4.1.5 Pilotage de la chaîne et acquisition des données

Tous les matériels présentés précédemment sont connectés sur un réseau local Ethernet (LAN) sécurisé, par un switch FS¹⁴. Une passerelle permet d'exporter et stocker les données vers l'extérieur sur le réseau de l'IRAP (Fig. 4.11). Les éléments de gestion du cryostat et de thermométrie sont dans une baie dédiée (nommée baie Entropy). Les boîtiers TDM avec leur alimentation et l'électronique de mesure sont dans une autre baie dédiée au plus proche du cryostat (voir Fig. 4.1). Toute l'électronique de la chaîne de lecture est pilotée par un même ordinateur ("Mac Goddard" sur la Fig. 4.11) ayant tous les logiciels nécessaires. Dans cette partie, je détaille la procédure de réglage de la chaîne de lecture NASA/GSFC, le paramétrage du multiplexage en TDM et finalement les corrections à apporter aux données brutes pour générer un spectre du complexe Mn-K α . Ce spectre est utilisé pour évaluer la résolution en énergie de la chaîne de détection.

J'ai procédé à plusieurs mesures et paramétrages de la chaîne de lecture NASA/GSFC avant l'acquisition de *pulses*. Tout d'abord, j'ai mesuré les valeurs des résistances de la chaîne, pour les deux colonnes de pixels, avec un ohmmètre branché directement sur les prises SMB de la *tower*. La résistance de contre-réaction (R_{fb}) est mesurée sur la carte "SQ1 fb" et la résistance d'entrée (R_{in}) est mesurée sur la carte "TES bias". Ces mesures sont nécessaires au pilotage de la chaîne (Eq. 4.2 par exemple). On analyse ensuite les paramètres des TES en utilisant la configuration *single channel*.

4.1.5.1 Analyse de la chaîne de lecture en *single channel*

Le logiciel *TES Digitizer* (Sakai et al., 2022) permet de contrôler les deux boîtiers de lecture *single channel* (Fig. 4.10). On l'utilise pour visualiser les courbes caractéristiques (V/Φ) des MUX SQUID et SQUID AMP, en balayant plusieurs Φ_0 avec un signal triangulaire (Fig. 4.12). On ajuste alors la tension de polarisation de manière à avoir une "zone de réponse linéaire" maximale et non comprimée (voir Sec. 4.4.1.2 et Fig. 4.31). Une tension de décalage est appliquée de manière à avoir 0 V en sortie au centre de la zone linéaire. La boucle de contre-réaction (FLL) est paramétrée pour verrouiller cette tension de sortie à 0 V. Sur la Fig. 4.15, les tensions de polarisation du MUX SQUID et SQUID AMP ainsi que la tension de décalage sont notées respectivement *SQ1 bias*, *SA bias* et *voltage offset*.

On mesure ensuite les courbes caractéristiques des TES. Pour cela on balaye plusieurs valeurs de tensions de polarisation des TES, pour différentes température du bain thermique, et on mesure la réponse du TES. La connaissance des paramètres thermiques du TES (voir Sec. 4.4.1), comme sa conductance G_b et sa température de transition T_c , permet de reconstruire la courbe de résistance du TES en fonction de sa température (Fig. 4.13). On règle ensuite un point de polarisation du TES défini comme la valeur de sa résistance par rapport à la résistance normale (R/R_N).

Une fois les MUX SQUID, SQUID AMP et TES polarisés, la chaîne électronique de détection est paramétrée pour au moins un canal dans une colonne. Elle est alors prête à acquérir des données. *TES Digitizer* permet de visualiser le signal de sortie de la *tower* après les différents étages d'amplification. Un photon X reçu sur le pixel entraînera un *pulse*, comme illustré sur la Fig. 4.14. L'acquisition des données consiste en l'enregistrement des valeurs de tension

¹⁴<https://www.fs.com/fr>

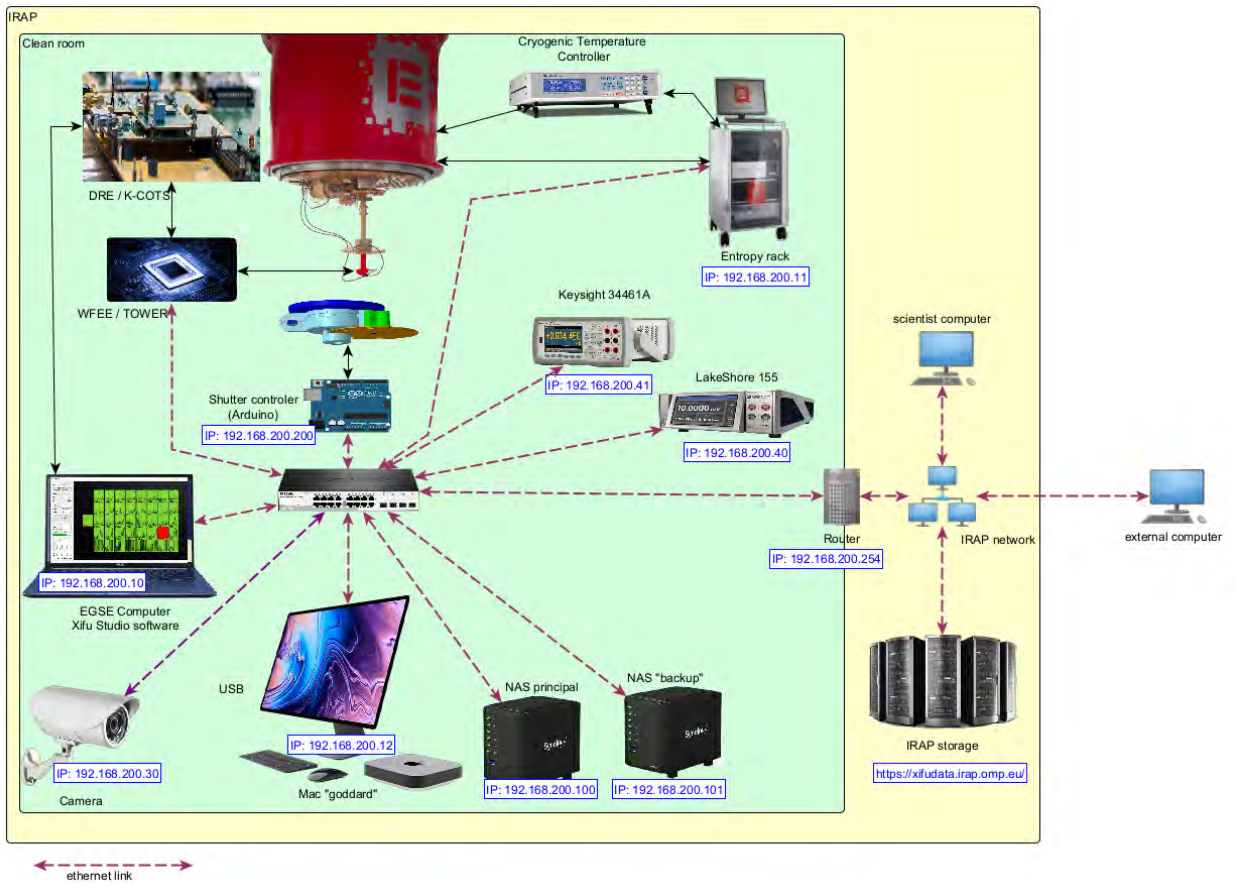


FIGURE 4.11 : Plan de l'architecture du réseau local Ethernet du banc 50 mK. Le switch est le point central du réseau. La baie Entropy (*Entropy rack*) contient les éléments nécessaires à la gestion du cryostat. Le générateur de courant LakeShore 155 sert à envoyer le courant dans la bobine de compensation (Sec. 4.3.3). Le multimètre Keysight 34461A sert aux mesures des courbes caractéristiques du TES. Les NAS sont utilisés pour le stockage et la sauvegarde des données. L'arduino pilote la roue à filtres devant la source radioactive de ^{55}Fe . Le PC Egse contrôle l'arduino, et à terme il contrôlera les prototypes de la chaîne de lecture du X-IFU (DRE et WFEE). Le Mac "Goddard" gère les éléments l'électronique NASA/GSFC et NIST. Il sert à l'acquisition et au traitement des données. Enfin, le réseau est connecté à une passerelle (*Router*), permettant un lien avec le réseau de l'IRAP. Cela sert à envoyer les données vers un stockage extérieur et aussi pour gérer l'acquisition de données, la thermométrie ou bien l'analyse de données depuis l'extérieur de la salle blanche.

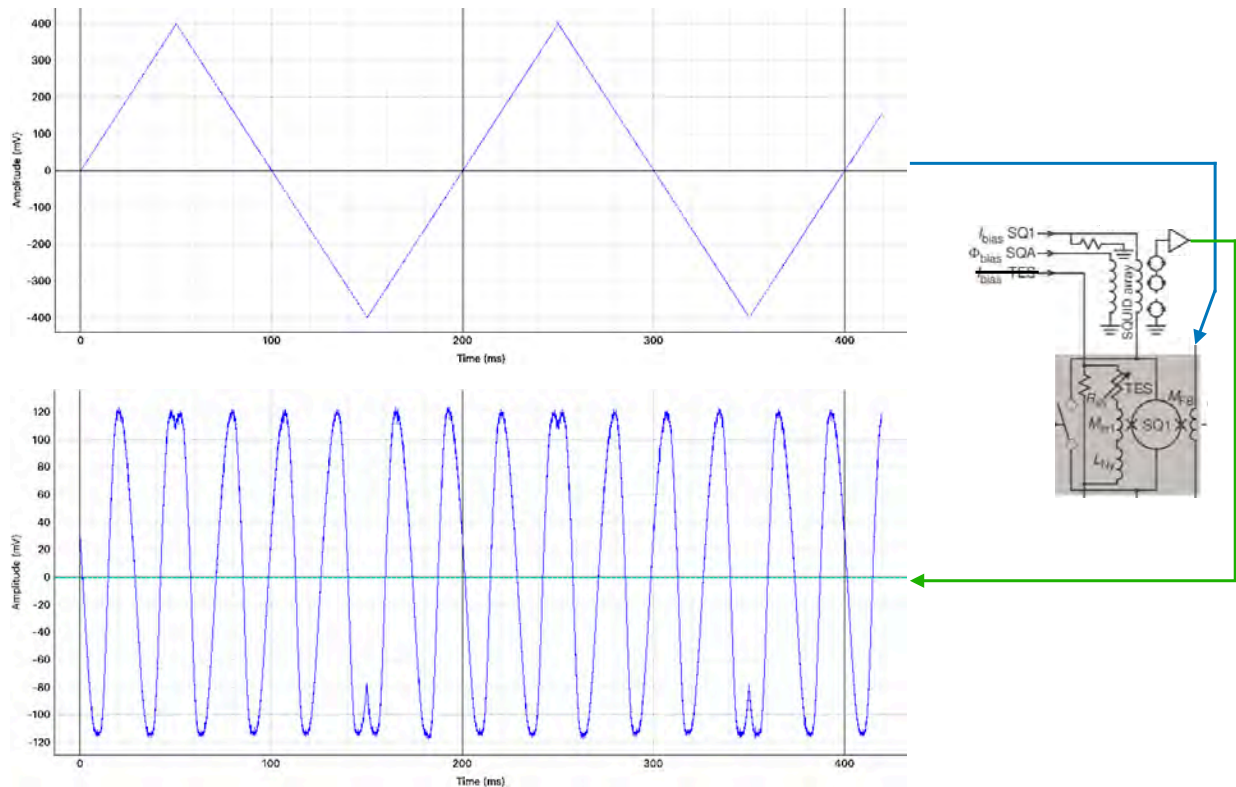


FIGURE 4.12 : Visualisation de la courbe caractéristique V/Φ du MUX SQUID avec le *TES Analyzer*. Le SQUID AMP et le MUX SQUID sont polarisés, le TES n'est pas polarisé. Une tension périodique triangulaire est envoyée dans la bobine de contre-réaction (M_{FB}). La tension en sortie de la chaîne de lecture, après amplification par le SQUID AMP et la *tower*, permet de visualiser la courbe caractéristique V/Φ . Une tension de décalage centre la courbe V/Φ à 0 V.

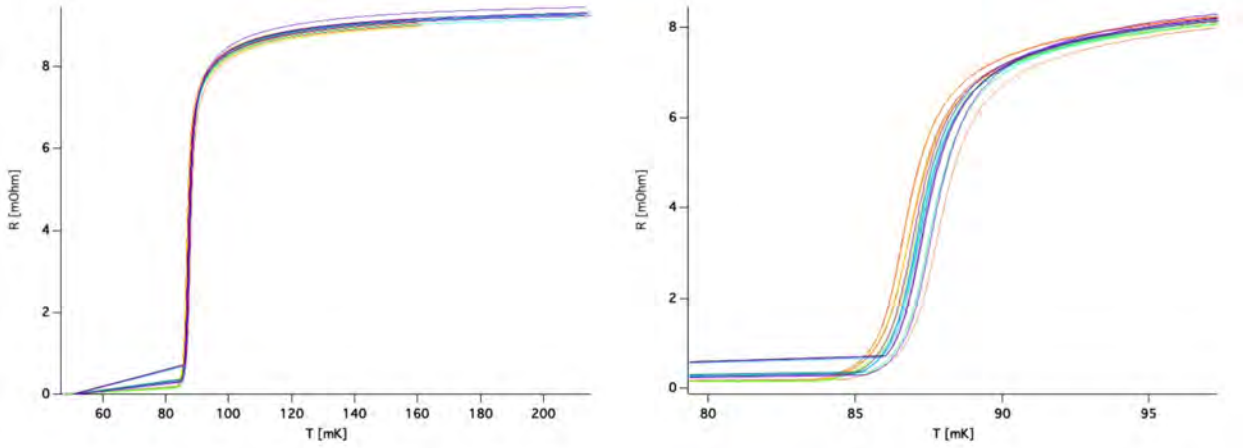


FIGURE 4.13 : (Gauche) Courbes caractéristiques $R(T)$ des pixels d’une colonne du *snout*. (Droite) Agrandissement autour de la zone de transition (entre 80 et 95 mK) des courbes de gauche.

pour des *pulses* déclenchés (i.e. quand la valeur dépasse un certain seuil choisi). On évalue également le “bruit” en enregistrant la *baseline* sans aucun photon X envoyé. *TES Digitizer* échantillonne le signal reçu à 156.25 kHz. Un enregistrement correspond à 8192 ou 16384 échantillons, soit des longueurs d’enregistrement de ~ 52 ms ou ~ 105 ms respectivement.

Pour retrouver le courant au niveau du TES à partir de la tension amplifiée en sortie de la *tower*, on applique la formule suivante :

$$I_{tes} = \frac{V_{out}}{(R_{fb} + R_{box}) \times CC} \quad (4.2)$$

avec R_{fb} la résistance de contre-réaction (4090 Ω sur la *tower* du banc 50 mK), R_{box} la résistance intrinsèque du boîtier de lecture (50 Ω sur le *TES Analyzer*) et CC la constante de couplage (mesurée à 3.97 à la NASA/GSFC). Le *pulse* de la Fig. 4.14, mesurant ~ 340 mV, correspond à une chute de courant de ~ 20 μ A.

4.1.5.2 Gestion du multiplexage

On se sert des valeurs de polarisation des SQUID et du TES en *single channel* pour le paramétrage du multiplexage sur la colonne. La gestion du multiplexage en TDM se fait avec le logiciel *xDM-TDM*.

La fenêtre de contrôle de la *row box* (Fig. 4.15 haut) permet d’affecter un numéro de pixel “logique” (ligne du tableau) à un TES “physique” (colonne du tableau). Le bandeau à gauche permet de régler la tension appliquée aux FAS pour l’ouverture des lignes. Cette fenêtre permet également de régler les fréquences de fonctionnement du TDM : le signal d’horloge principal (*master clock*), le nombre d’échantillons par ligne (*line period*), la fréquence de lecture des lignes du TDM (*line rate*) et la fréquence de lecture des trames (*frame rate*). L’explication détaillée de ces fréquences est en Sec. 5.1.1.

La fenêtre de contrôle de la *column box* (Fig. 4.15 bas) paramètre le dé-multiplexage du signal. Pour tenir compte de la particularité des TES de chaque ligne du TDM, des ten-

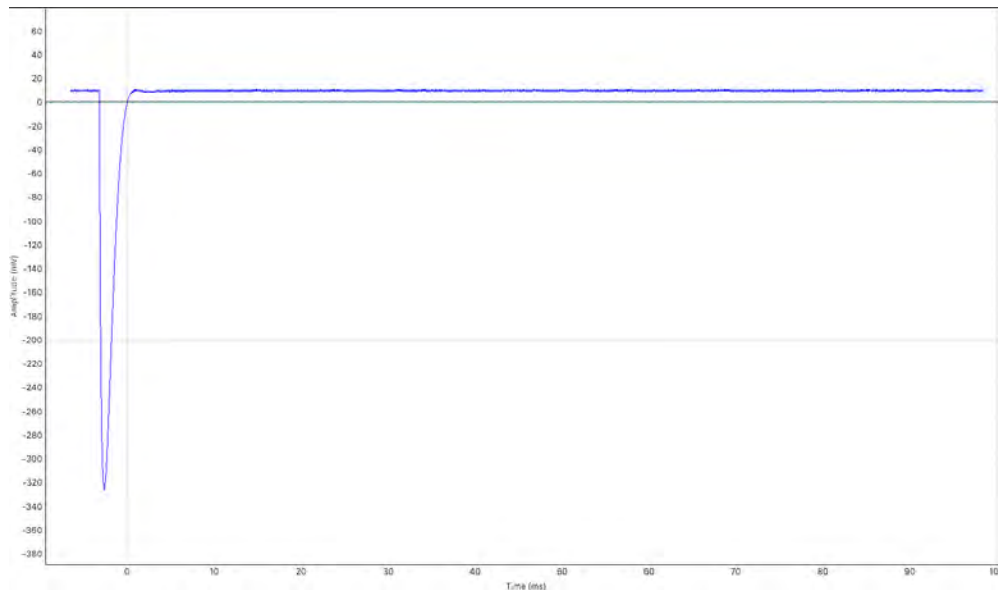


FIGURE 4.14 : Un *pulse* visualisé avec l'électronique *single channel*. Il est négatif car on observe une chute de courant. Le TES est polarisé en tension, suite à l'absorption d'un photon X, sa température et sa résistance augmente donc le courant diminue.

sions de décalages sont paramétrées pour la polarisation des MUX SQUID (*FBA offset*) et SQUID AMP (*FBB offset*). Le réglage de ces paramètres se fait en visualisant les courbes caractéristiques des MUX SQUID (Fig. 4.16). En cas de saut de phase (*delocking*, voir Sec. 2.3.1.3), une fonctionnalité réinitialise automatiquement la boucle de contre-réaction (ARL pour *auto-relock*).

Une fois la procédure de réglage terminée, la fenêtre de visualisation permet de régler le seuil de déclenchement des *pulses*. Les signaux reçus de chaque ligne, une fois dé-multiplexés, sont visualisés simultanément avec des couleurs différentes (Fig. 4.17). Les données, bruits et *pulses*, sont enregistrés dans des fichiers séparés pour chaque ligne du TDM. Cela permet de traiter les données, de tous les pixels simultanément, ou bien d'un pixel en particulier.

4.1.5.3 Analyse des données

A partir des fichiers de données enregistrées, une suite de logiciels permet de traiter les données en vue de l'évaluation de la résolution en énergie. Pour cela on produit un spectre en énergie du complexe de raies Mn-K α (Fig. 4.18). Basé sur le logiciel *Igor 8 Pro* par WavemetricsTM¹⁵, des fonctionnalités ont été implémentées pour pouvoir appliquer un filtre optimal sur les données (Sec. 2.3.4). L'utilisation d'un filtrage optimal demande plusieurs ajustements (Fowler et al., 2015) :

1. Le gain des TES diminue légèrement dans le temps, environ une partie par millier sur plusieurs heures. Bien que ce changement soit faible, il suffit à dégrader la résolution en énergie. Une correction linéaire de la *baseline*, d'un angle de l'ordre de $\sim 10^{-4}$ rad, est appliquée pour les acquisitions longues (> 1 h) (Fowler et al., 2016).

¹⁵<https://www.wavemetrics.com/>

4.1. LE BANC 50 MK

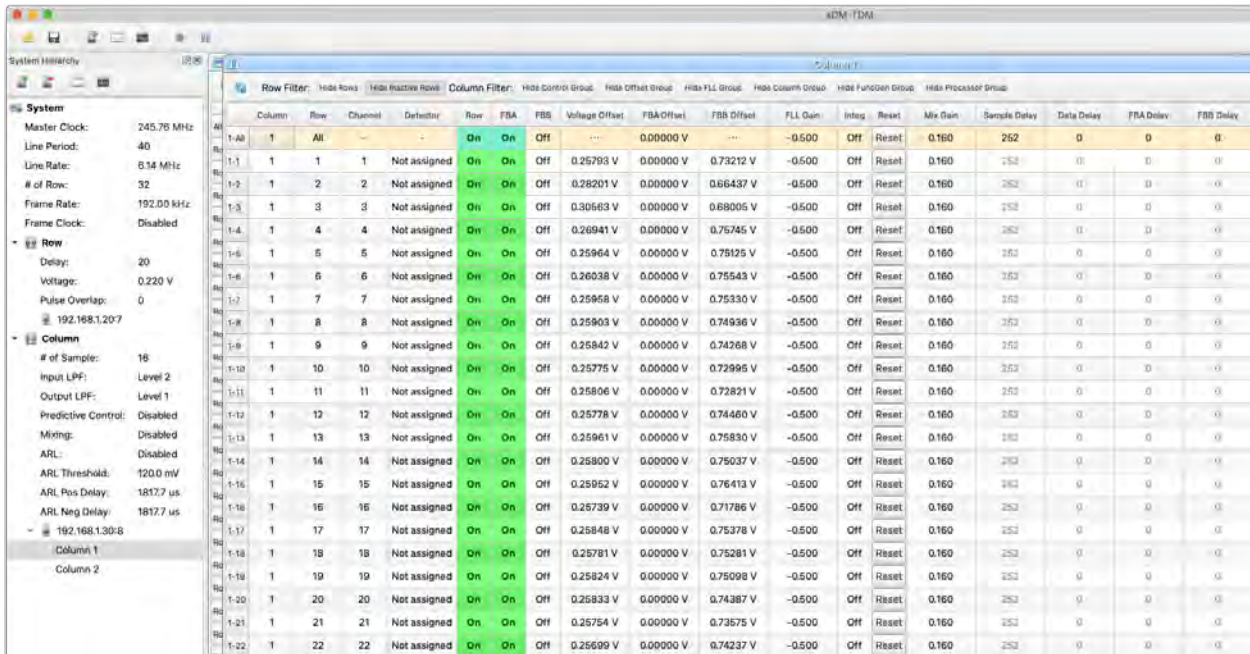
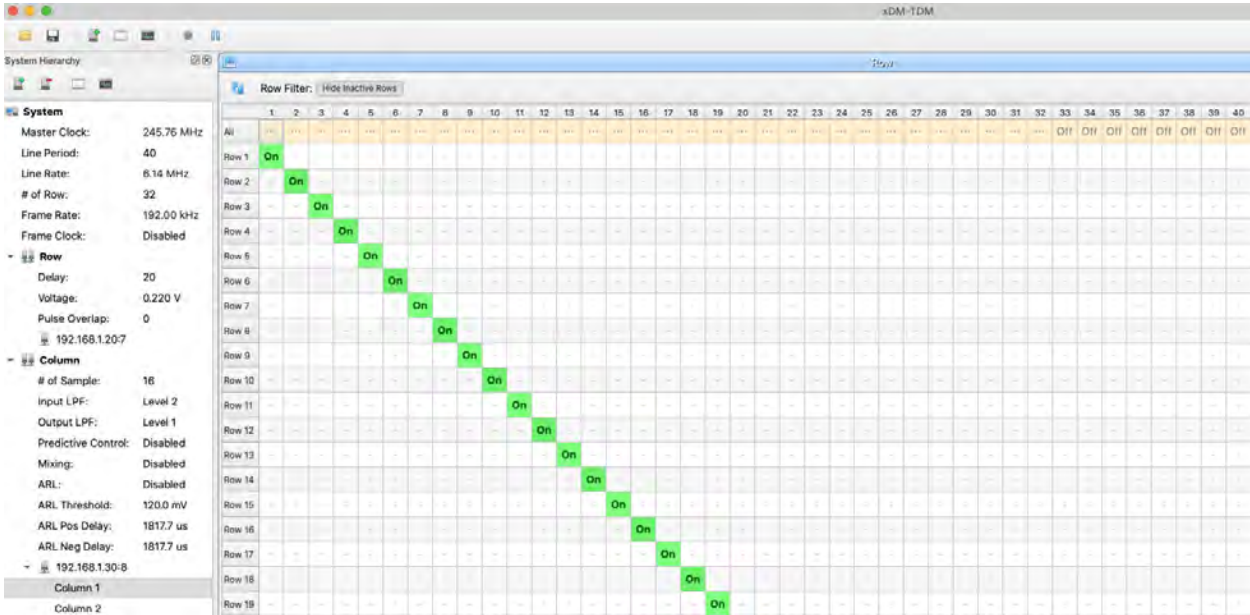


FIGURE 4.15 : Logiciel xDM-TDM : fenêtres de contrôle de la *row box* (Haut) et de la *column box* (Bas).

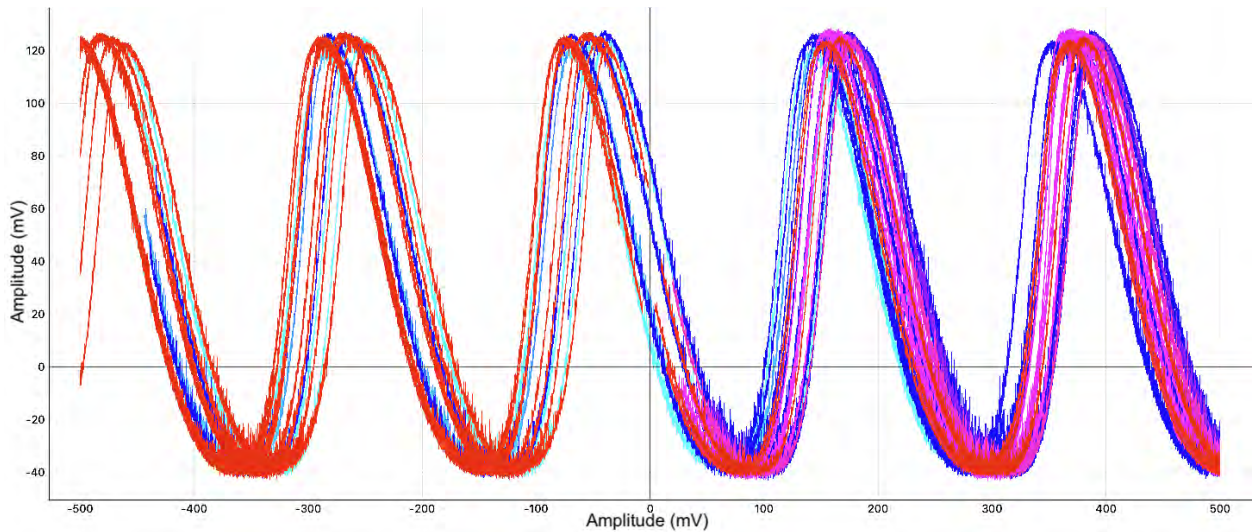


FIGURE 4.16 : Courbes V/Φ caractéristiques des MUX SQUID sur xDM-TDM pour 32 canaux, visualisées avec *xDM-TDM*. La boucle de contre-réaction (FLL) verrouille la tension de sortie à 0 V, ici à 25 % de la zone de réponse linéaire du SQUID.

2. La hauteur du *pulse* (PHA) retrouvée par le filtre optimal est fortement impactée par la mesure de l'instant de départ du front descendant du *pulse*. L'échantillonnage de la chaîne de lecture amène un biais dans la détermination du temps précis d'arrivée du photon (Durkin et al., 2020). La correction de cet écart peut être réalisée en considérant une forme fixe de *pulse*.
3. Les *pulses* devant être suffisamment espacés entre eux, les *pulses* multiples durant un enregistrement seront systématiquement supprimés pour ne pas dégrader la résolution en énergie globale de l'acquisition.
4. L'échelle de gain permet de retrouver l'énergie du photon incident par rapport à l'énergie retrouvée du filtrage optimal. Une correction de l'échelle de gain est appliquée en se servant de un ou plusieurs complexes de raies (voir Cucchetti et al., 2018b). Sur les données actuelles, cette correction est limitée car seulement Mn- $K\alpha$ et Mn- $K\beta$ sont utilisées. *Igor* permet cependant d'utiliser plusieurs complexes de raies pour de futures acquisitions d'étalonnage.

Avant toute correction, la résolution en énergie de chaque TES est estimée par une mesure de NEP (voir Sec. 4.3.1). Cette mesure permet d'évaluer l'influence des sources de bruit de la chaîne de lecture totale. Les différentes corrections appliquées ensuite aux données permettent de former un spectre des énergies mesurées pour les photons incidents. La comparaison de ce spectre avec le spectre connu de la physique atomique fournit une mesure de résolution spectrale du système. Pour cela, une gaussienne est convoluée avec le spectre connu de la physique atomique jusqu'à obtenir le spectre mesurée. La valeur de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de cette gaussienne mesure la résolution en énergie obtenue.

Dès l'installation de la chaîne de détection et lecture de la NASA/GSFC et NIST sur le banc 50 mK, la mesure de la résolution en énergie a donnée une valeur de ~ 3.3 eV en *single channel* (Fig. 4.18), soit la meilleure résolution en énergie pour des rayons X sur le sol français avec

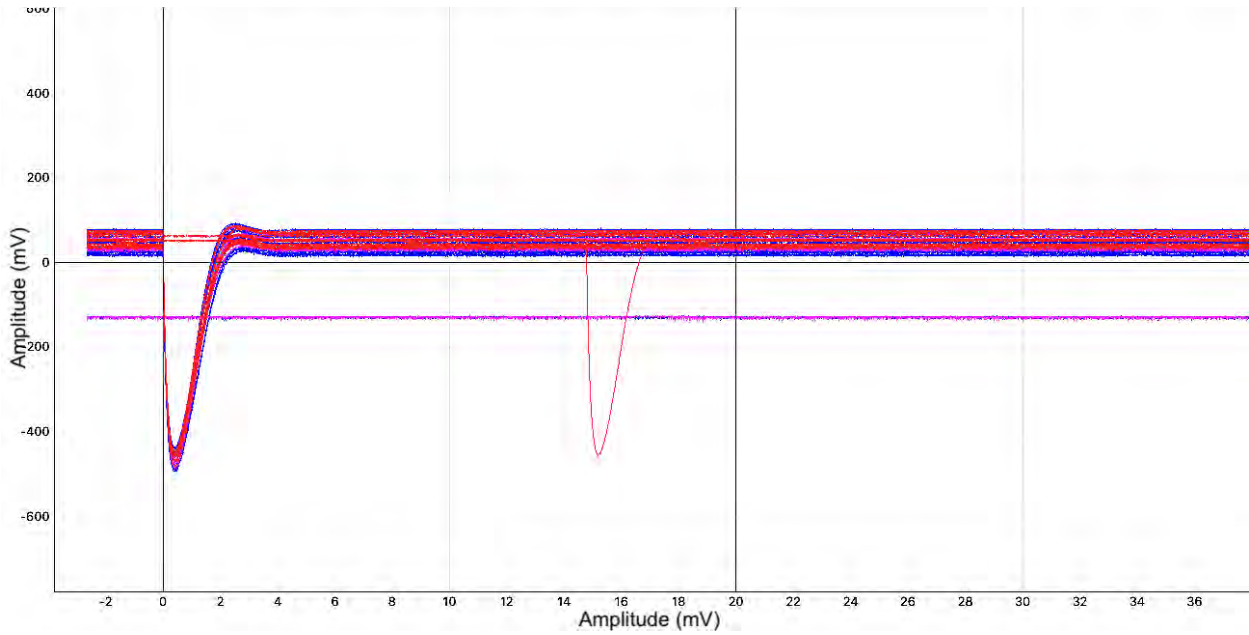


FIGURE 4.17 : Visualisation des *pulses* déclenchés pour 32 canaux avec le logiciel *xDM-TDM*. On peut voir un deuxième pulse sur un canal durant la période d’enregistrement (*double pulse*). On observe également 3 canaux qui ne possèdent pas de TES (ou bien que ceux-ci sont débranchés). Aucun *pulse* n’est alors déclenché.

des TES en 2022. Par contre, la valeur de plus de 10 eV obtenue en multiplexage TDM restait néanmoins supérieur à la sensibilité nécessaire pour la validation de la chaîne de détection (voir le budget de résolution en énergie du banc 50 mK en annexe C).

4.2 Caractérisation du banc

Les caractéristiques du banc 50 mK ont été évaluées avant mon arrivée dans l’équipe du banc 50 mK et l’installation de la chaîne de détection NASA/GSFC. Les critères de stabilité thermique du FPA, son environnement magnétique et le niveau des micro-vibrations ont été vérifiés afin de répondre aux exigences du budget de résolution en énergie du système. Dans cette partie je récapitule les tests menés et les résultats obtenus pour ces critères. La procédure est détaillée dans [Betancourt-Martinez et al. \(2021\)](#).

4.2.1 Performance thermique de l’étage FAA

Les fluctuations de la température du bain affectent directement le point de polarisation du TES, et donc sa réponse, car le courant de polarisation envoyé reste constant. La résolution des détecteurs est par conséquent très sensible aux variations de températures du bain thermique. La stabilité en température devra être meilleure que $3 \mu\text{K}$ rms. La régulation en température, au niveau du plan focal, est effectuée par l’ADR (voir Sec. 4.1.2). La dissipation du bloc comprenant les détecteurs a été simulée à l’aide d’une résistance de $1 \text{ k}\Omega$, dissipant par effet Joule sur l’étage FAA. Durant une régulation par l’ADR à 55 mK, l’équipe a mesuré une autonomie de $\sim 11 \text{ h}$ avec une stabilité de $\sim 3 \mu\text{K}$ rms, pour une puissance dissipée de $0.5 \mu\text{W}$. Ce résultat est conforme aux spécifications demandées au fournisseur.

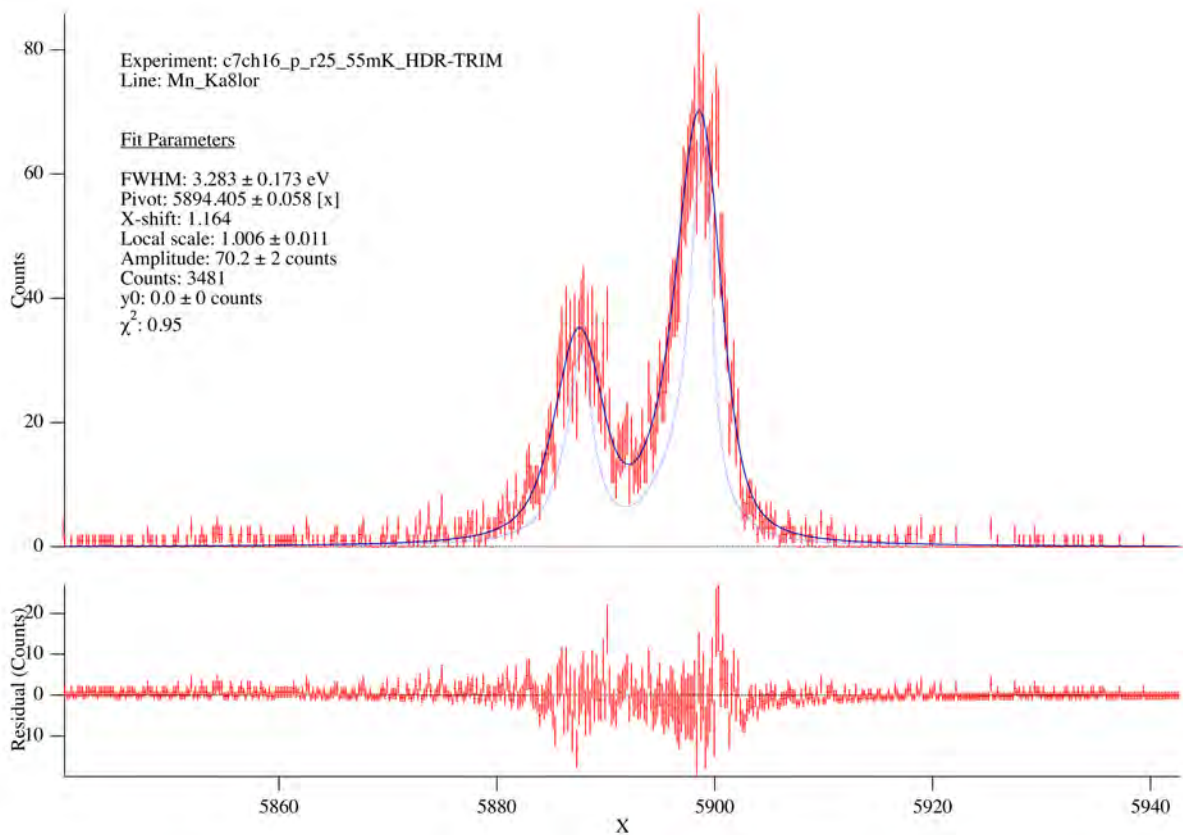


FIGURE 4.18 : Spectre du complexe Mn-K α obtenu en *single channel* sur le banc 50 mK après installation des éléments de la chaîne de détection et lecture de la NASA/GSFC et du NIST. L'acquisition a été faite pendant 1 h sur le pixel 16 de la colonne 7, avec $T_b = 55$ mK, $R/R_N = 25$ % et la bobine de compensation n'était pas utilisée. La résolution en énergie est donnée par le paramètre FWHM du fit.

4.2.2 Evaluation de l'environnement magnétique

La courbe de résistance du TES dans la zone de transition, fonction du courant et de la température (Fig. 2.10), est modifiée en présence d'un champ magnétique (de Wit et al., 2022). Les changements des paramètres α et β (voir Eq. 2.8 de la Sec. 2.3.1.2) vont modifier la forme du *pulse* et donc le gain du détecteur. La sensibilité des TES aux champs magnétiques statiques et dynamiques est plus importante, d'au moins deux ordres de grandeur, dans la direction normale à la matrice de TES (Hijmering et al., 2013). Pour tenir les performances nécessaires aux objectifs du banc 50 mK, les équipes de la NASA/GSFC ont évalué que la matrice de détecteurs ne devait pas être placée dans un champ magnétique statique supérieur à $1 \mu\text{T}$ dans la direction perpendiculaire à la matrice de TES. La bobine de champ placée sous la matrice permet de compenser ce champ magnétique résiduel à moins d'une fraction de μT . De plus, la variation linéaire du champ magnétique, pendant le fonctionnement des TES, doit être inférieure à $18 \text{ pT}/15 \text{ mn}$, dans la normale au plan des détecteurs (Miniussi et al., 2019).

Plusieurs écrans sont prévus pour réduire le champ magnétique résiduel au niveau des détecteurs : un écran en μ -métal extérieur au cryostat et un film en métal *Cryoperm* et un en

Hiperco™ autour de la bobine de l'ADR. Un écran en Niobium autour du *snout*, décrit en Sec. 4.1.2, viendra compléter ces écrans, mais il n'a pas été fait de mesures sur son efficacité, seuls des résultats de simulation seront utilisés. Les mesures ont été réalisées à l'aide de magnétomètres Fluxgate cryogéniques de Bartington Instruments¹⁶, au niveau du futur *snout*. Sans le blindage μ -métal, la norme du champ magnétique terrestre à ce niveau a été mesurée à $42 \mu\text{T} \pm 5 \mu\text{T}$ et la composante verticale (perpendiculaire à la futur matrice de détecteurs) a été mesurée à $33 \mu\text{T} \pm 0.4 \mu\text{T}$. Une fois l'écran en μ -métal positionné, la norme du champ magnétique a été réduite à $1.4 \mu\text{T} \pm 0.14 \mu\text{T}$, avec une composante normale aux détecteurs de $0.985 \mu\text{T} \pm 0.2 \mu\text{T}$. En l'absence de sources de champ magnétique supplémentaire à l'intérieur du cryostat, ou à l'extérieur, il s'agit du champ magnétique résiduel piégé par l'écran Niobium qui devra être compensé par la bobine de champ (voir Sec. 4.3.3).

Des mesures ont également été effectuées pendant une recharge de l'ADR pour vérifier que les variations du champ magnétique au niveau des détecteurs restaient conformes aux exigences. Les mesures ont été réalisées à l'emplacement prévu des détecteurs pendant que le cryostat était maintenu à 3 K et que le courant dans la bobine de l'ADR était ramené de 6 A à 0 A. En faisant l'hypothèse que le maintien en température demande une baisse du courant dans l'ADR de 0.3 A à 0 A, pendant une durée de 11 h, une dérive du champ magnétique de $\sim 2 \text{nT}/15 \text{mn}$ dans le plan des détecteurs et $25 \text{nT}/15 \text{mn}$ dans la direction verticale (normale au plan des détecteurs) a été calculée. L'écran en Nb ayant un pouvoir d'atténuation supérieur à 2000, cela amène à une variation estimée du champ magnétique due à l'ADR inférieure à $13 \text{pT}/15 \text{mn}$. Ce résultat satisfait les exigences du banc de test.

4.2.3 Estimation du niveau des micro-vibrations

Les micro-vibrations, qui peuvent être amplifiées par les résonances mécaniques des éléments du cryostat, conduisent à des dissipations de chaleur et à une mauvaise stabilité thermique. Pour la caractérisation du cryostat, l'amplitude et la fréquence des micro-vibrations présentes dans le système ont été mesurées à l'aide de trois accéléromètres piézo-électriques de PCB Piezotronics¹⁷, dont un cryogénique. Les sondes ont été installées au niveau du plan focal, dans trois directions orthogonales. Les signaux des sondes sont amplifiés par un conditionneur de signaux puis numérisés par une carte d'acquisition *National Instruments* (Modèle NI 6281 série M). Les signaux sont ensuite analysés par un programme *LabView* produisant les densités spectrales de puissance (PSD pour *Power Spectrum Density*) des signaux reçus (Fig. 4.19).

Les mesures ont été effectuées dans plusieurs configurations possibles du cryostat : réfrigérateur à tube pulsé allumé ou éteint, interrupteur thermique ouvert ou fermé, écrans (300 K, 70 K et 4 K) montés ou démontés, etc. Les résultats de ces mesures ont montrés que le principal contributeur aux micro-vibrations était le réfrigérateur à tube pulsé. Une fois celui-ci allumé les autres contributeurs, comme la pression, la température du plan focal, la présence des écrans ou bien l'ouverture/fermeture de l'interrupteur thermique, avaient un impact négligeable.

Afin d'atténuer ces vibrations, différentes stratégies ont été déployées en terme de découplage mécanique ou bien système d'amortissement. Finalement, la configuration amenant le moins

¹⁶<https://www.bartington.com/>

¹⁷<https://www.pcbpiezotronics.fr/>

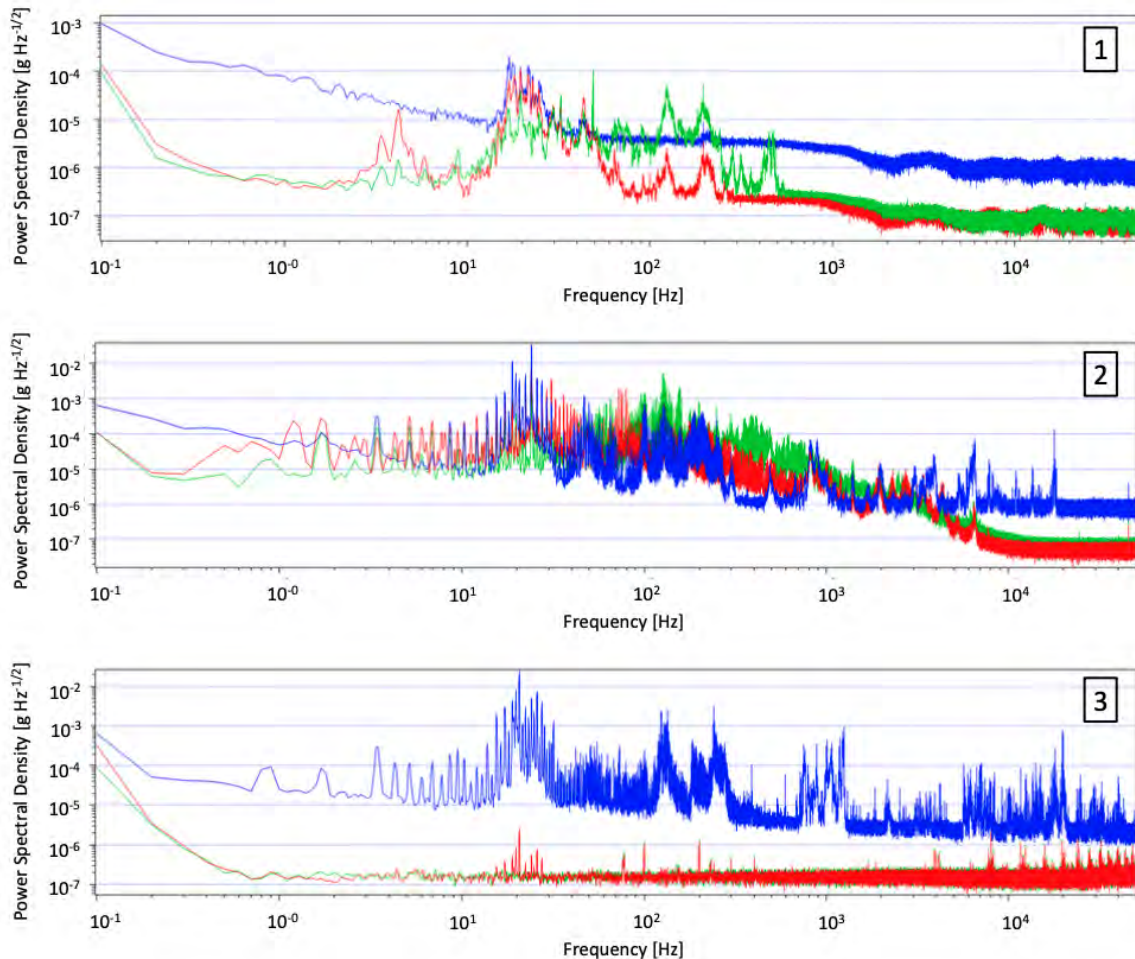


FIGURE 4.19 : Spectres de puissance des micro-vibrations mesurées par les 3 accéléromètres : Axe x en bleu, axe y en rouge (pour l'horizontal) et axe z en vert à la verticale, perpendiculaire aux détecteurs. Les mesures ont été effectuées dans 3 configurations différentes : (1) Température ambiante, réfrigérateur à tube pulsé éteint et interrupteur thermique ouvert. (2) Température ambiante, réfrigérateur à tube pulsé allumé et interrupteur thermique fermé. (3) Température de 2.5 K sur l'étage FAA, réfrigérateur à tube pulsé allumé et interrupteur thermique ouvert. Seul l'accéléromètre selon l'axe x , cryogénique, répond à basse température. Figure reproduite de [Betancourt-Martinez et al. \(2021\)](#).

de micro-vibrations restait la configuration nominale non modifiée. De plus, l’amplitude des spectres de puissance des micro-vibrations est du même ordre de grandeur que celles mesurées dans les cryostats du SRON¹⁸, opérant des détecteurs similaires à ceux du banc 50 mK. Enfin, la stabilité thermique mesurée dans la Sec. 4.2.1 est de l’ordre de $\sim 3 \mu\text{K}$. Cela montre que les dissipations dues à des micro-vibrations, du moins sans le *snout*, sont à un niveau acceptable pour répondre aux objectifs du banc 50 mK.

4.3 Optimisation et amélioration du banc 50 mK

Une fois les caractéristiques du banc évaluées, j’ai participé à l’installation de la chaîne de détection NASA/GSFC (voir Sec. 4.1.4), en fin d’année 2021 (Beaumont et al., 2022). L’équipe de la NASA/GSFC nous a aidé dans la vérification du bon fonctionnement de la chaîne. Le *snout* a été validé sur un de leurs cryostats et les valeurs des paramètres des détecteurs servent de référence pour la validation de l’installation (voir Table 4.1).

Paramètres	TES LPA 2.5
Taille absorbeur	250 μm de côté
Taille TES	75 μm de côté
G_b (100 mK)	142 ± 30 pW/K
T_b	55 mK
C (100 mK)	1.1 pJ/K
R_0	1.7 m Ω
I_0	36.6 μA
$P_0 = R_0 I_0^2$	2.28 pW
R_N	9.8 m Ω
α	~ 400
β	~ 5
R_{sh}	70 $\mu\Omega$
T_c	96 ± 0.3 mK
ΔE_{FWHM} (1 pix)	2 eV
ΔE_{FWHM} (TDM 32 pix)	2.4 eV

TABLE 4.1 : Caractéristiques des TES du *snout* mesurées à la NASA/GSFC, sur le cryostat *Marge*, pour le point de polarisation $R_0/R_N = 17.5\%$.

La résolution en énergie en *single channel* de 3.28 eV obtenue en janvier 2022 (Fig. 4.18) sur le banc 50 mK est supérieure aux valeurs obtenues à la NASA/GSFC de 2.08 eV (Beaumont et al., 2022). De façon similaire, les mesures de NEP faites sur le banc 50 mK (> 2.8 eV) sont supérieures à celles trouvées à la NASA/GSFC (~ 2 eV). Elles montrent que notre installation est beaucoup plus “bruitée”. Après installation du *snout*, la stabilité thermique de l’étage FAA a été dégradée ($\gtrsim 6 \mu\text{K}$ rms) au-delà du niveau requis pour le banc. Enfin, la compensation du champ magnétique résiduel au niveau des détecteurs n’a pas pu être réalisée. En effet, le câblage nécessaire pour faire fonctionner la bobine de compensation amenait trop d’interférences dans la chaîne de lecture et rendait impossible son utilisation.

¹⁸<https://www.sron.nl/>

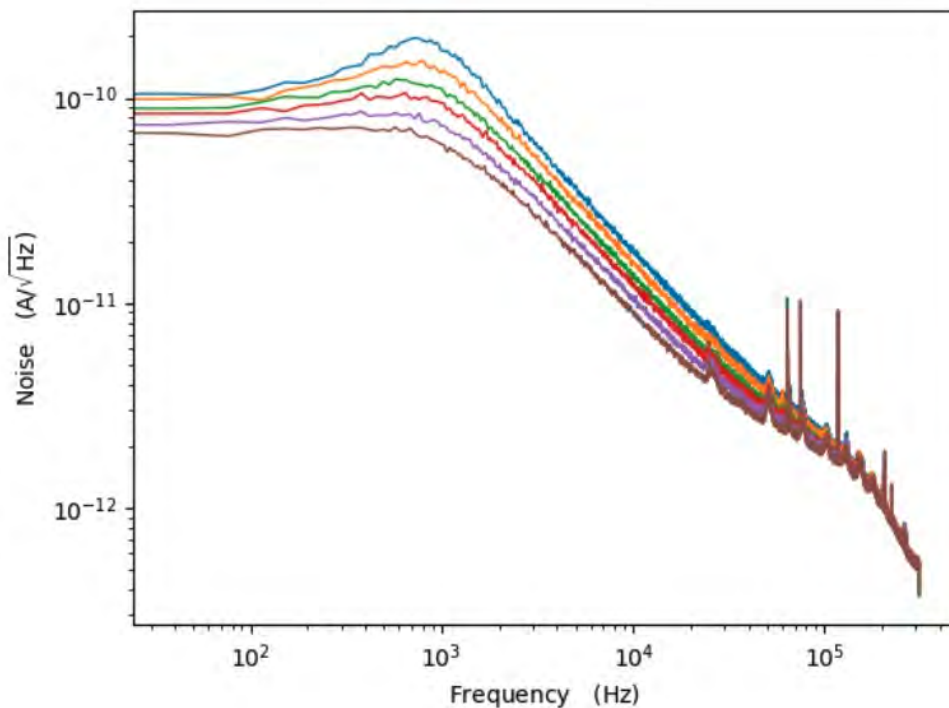


FIGURE 4.20 : Spectres de bruit d'un pixel (Col7 Ch18) mesurés sur le cryostat *Marge* à la NASA/GSFC pour 6 points de polarisation différents du TES, allant de $R/R_N = 12.5\%$ (en bleu) à $R/R_N = 30\%$ (en marron).

Dans cette partie, je présente tout d'abord l'étude que j'ai menée pour identifier l'impact et l'origine des interférences électromagnétiques dans la chaîne de lecture (Sec. 4.3.1). Puis, les actions que j'ai menées pour améliorer la compatibilité électromagnétique (CEM) du banc entre ses éléments mais aussi avec son environnement (Sec. 4.3.2). J'explique ensuite les modifications apportées pour l'utilisation de la bobine de compensation (Sec. 4.3.3). Enfin je décris la solution technique apportée pour améliorer la stabilité thermique de l'étage FAA où se trouve le *snout* (Sec. 4.3.4). Les spectres de bruit mesurés au fur et à mesure des actions menées sur le banc de test sont regroupés dans l'annexe E.

4.3.1 Mesure de bruit de la chaîne de détection

Les sources de bruit de la chaîne de détection proviennent de 3 origines différentes (voir Sec. 2.3.1.5 et Fig. 2.15) :

1. Les sources de bruit interne au TES (bruit Johnson-Nyquist).
2. Les sources de bruit liées à la lecture des TES, telles que le bruit de Johnson dans la résistance de polarisation ou le bruit dû à l'amplification de lecture (considéré comme un bruit blanc).
3. Les sources liées à l'environnement : les flux optiques parasites sur le *snout*, les fluctuations thermiques, les variations du champ magnétique ou bien des captations d'interférences électromagnétiques de l'extérieur.

La chaîne d’amplification de lecture est dimensionnée pour que son bruit perturbe de manière négligeable les performances du détecteur, tandis que le bruit Johnson-Nyquist de la résistance de polarisation est négligeable comparée à celui du TES. Pour estimer la contribution liée à l’environnement du banc 50 mK, j’ai réalisé des spectres de puissance du bruit de la chaîne de détection complète (Fig. 4.21) que j’ai comparé à ceux de la NASA/GSFC (Fig. 4.20). Les logiciels de contrôle de l’électronique de lecture (Sec. 4.1.5) permettent de réaliser des PSD de la tension de sortie de la chaîne de lecture, auxquels on applique l’équation 4.2 pour les exprimer en courant au niveau du détecteur.

Les premières analyses, en janvier 2022, montrent plusieurs points :

- Le bruit à basse fréquence (≤ 100 Hz) est croissant lorsque la fréquence décroît, ce qui est généralement provoqué par des fluctuations thermiques trop importantes. Cela peut-être dû à un mauvais asservissement en température ou à des dissipations thermiques (micro-vibrations).
- Le niveau de bruit aux alentours de 100 Hz est de $\sim 4 \mu V / \sqrt{Hz}$. Soit un bruit en courant au niveau du TES de $\sim 2.4 \times 10^{-10} A / \sqrt{Hz}$. Ce qui est de l’ordre de grandeur du bruit mesuré à la NASA/GSFC mais néanmoins supérieur d’un facteur ~ 3 . La même augmentation du niveau continu de bruit (~ 4) se voit aux alentours de 10 kHz.
- Plusieurs raies apparaissent à plus hautes fréquences (à partir de 2 kHz) avec un nombre et un niveau beaucoup plus élevés que les mesures faites à la NASA/GSFC. On voit clairement une raie à 2 kHz ainsi que ses harmoniques paires et impaires le long du spectre. L’importance de la perturbation fait qu’elle était visible sur la *baseline* (Fig. 19 de l’Annexe E).
- D’autres spectres mesurés dans des bandes de plus hautes fréquences (voir Annexe E) ont montré la présence de raies jusqu’au MHz. Ces bruits, à des fréquences bien spécifiques, sont issus d’interférences électromagnétiques et captation de radio-fréquences. Ils dégradent la résolution de la chaîne de lecture par repliement par la fréquence d’échantillonnage (~ 150 kHz en *single channel*, ~ 1.2 MHz en TDM 8 et ~ 5 MHz en TDM 32).

L’enceinte du cryostat avec ses différents écrans en aluminium agit comme une cage de Faraday et protège le *snout* contre les perturbations électromagnétiques directes. Mais les perturbations peuvent venir par toutes les liaisons avec l’extérieur : les ouvertures des écrans nécessaires pour le chemin optique des photons X ou les connections nécessaires au fonctionnement du cryostat et de la chaîne de lecture. Pour déterminer l’origine des différentes sources de bruit, j’ai mené des tests préliminaires en éteignant et déconnectant tous les matériels qui pouvaient l’être sans empêcher le fonctionnement du cryostat. Ceux-ci ont montré plusieurs résultats :

- La commande du moteur pas-à-pas de l’interrupteur thermique amène une impulsion quasi-périodique à basse fréquence (~ 100 ms voir Fig. 19 de l’Annexe E), même quand le moteur n’est pas actionné. Le connecteur LEMO de l’interrupteur thermique est ainsi systématiquement débranché pour chaque prise de mesure.
- Le câble du pont de mesure AVS 47-b amenait un bruit parasite à 1 kHz (et ses harmoniques) quand il était débranché (Fig. 20 de l’Annexe E). Une étude plus approfondie

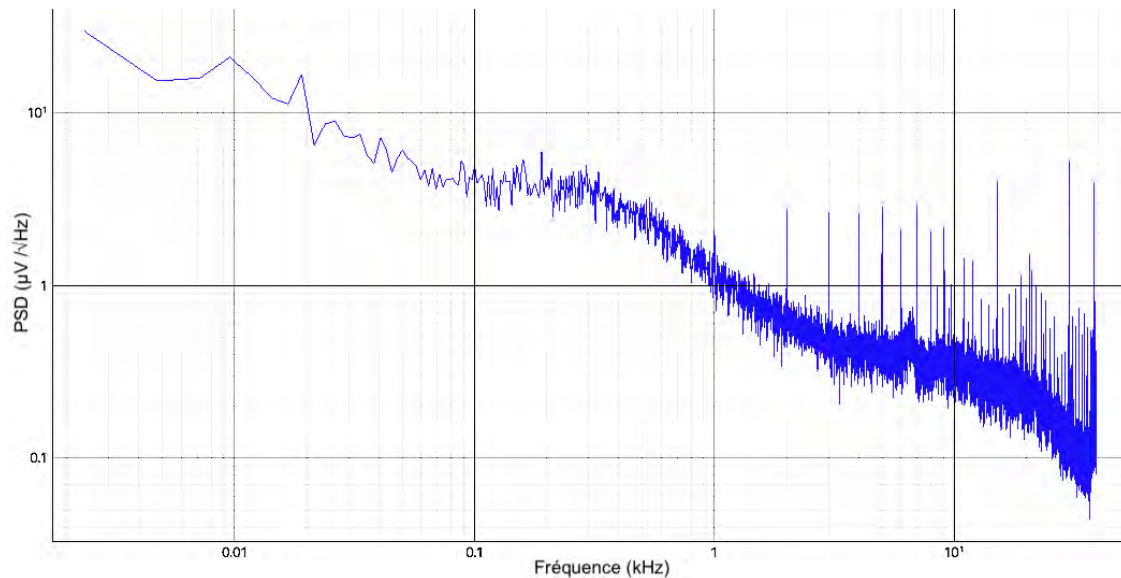


FIGURE 4.21 : Spectre de puissance de la *baseline* en sortie de la chaîne de détection sur le banc 50 mK mesurée entre 2 Hz et 40 kHz. L'unité en ordonnée est en $\mu V/\sqrt{Hz}$ car les fluctuations sont mesurées sur la tension de sortie de la chaîne électronique. On observe une forêt de raies à partir de 2 kHz, due à des perturbations électromagnétiques extérieures à la chaîne de lecture.

avec un milli-ohmmètre a montré que le blindage du câble permettait la mise en commun de la masse entre la structure du cryostat et la baie Entropy, supprimant ces interférences.

- La lecture de la thermométrie avec le *LakeShore AC 372* amène des raies parasites autour de 40 kHz durant son fonctionnement. Les circuits de lecture du pont de mesure *LakeShore* doivent utiliser des connecteurs LEMO filtrés.
- J'ai noté lors de ces mesures que les mesures de bruit dépendaient fortement du pixel sélectionné, comme sur la Fig. 21 où dans la même configuration le niveau de bruit aux alentours de 10 kHz est plus élevé.

Cependant, certains équipements ne peuvent pas être débranchés durant le fonctionnement du cryostat ou de la chaîne de lecture. Pour évaluer leur impact sur le bruit électronique du système, une équipe d'ingénieurs du CNES spécialisée dans les compatibilités électromagnétiques (CEM) est intervenue sur le banc 50 mK en juillet 2022. De plus, un audit de la CEM du banc 50 mK a été réalisé le 24 novembre 2022 (voir Annexe F).

4.3.1.1 Pixel oscillant

Lors de ces mesures, j'ai également remarqué que 12 canaux de la colonne 6 sur 32 étaient inutilisables à cause d'un mécanisme de pixel oscillant (Fig. 4.22), qui se produit sur le pixel 15 et se répercute sur les TES voisins. Ce phénomène arrive quand deux, ou plusieurs, absorbeurs du pixel sont en contact thermique. Quand les éléments de la chaîne de lecture sont paramétrés pour une acquisition, la même tension de polarisation est envoyée pour tous les TES de la colonne. Les TES sont conçus pour avoir une courbe caractéristique similaire

et leurs points de polarisation sont proches (Kilbourne et al., 2008). L'ETF fixe chaque TES sur leur propre point de polarisation et avec des R/R_N qui ne sont pas tout à fait identiques. La puissance dissipée par chaque TES n'est pas la même et donc la température initiale de chaque absorbeur est différente. Chaque pixel est normalement isolé, mais en cas de conduction thermique entre deux ou plusieurs pixels, la chaleur dissipée par le TES avec la résistance R_0 la plus élevée modifiera la température des TES voisins. Ils seront ramenés à leur équilibre par l'ETF. L'oscillation harmonique sera entretenu tant que la ligne de TES sera polarisée et l'effet peut se propager à d'autres pixels, même sans conduction thermique, par diaphonie électrique.

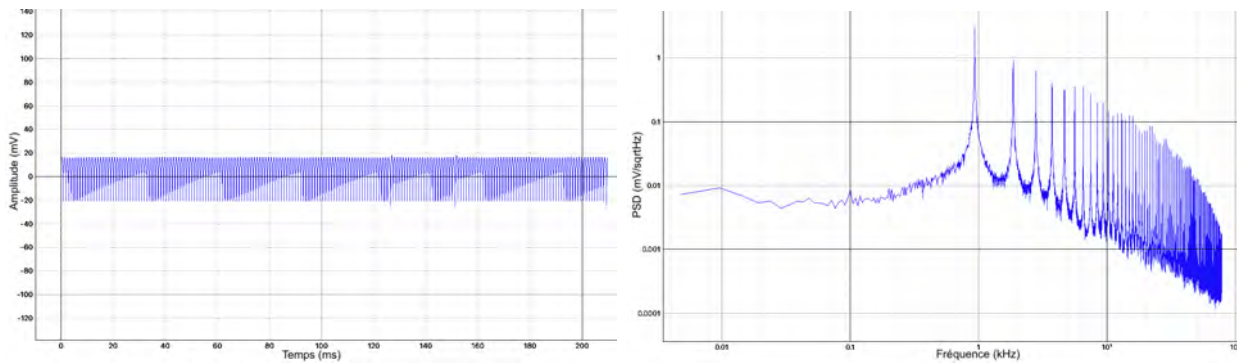


FIGURE 4.22 : Pixel oscillant Ch15 de la colonne 6. (Gauche) *Baseline* du pixel avec TES polarisé à $R/R_N \sim 15\%$. (Droite) Spectre de puissance de la *baseline*.

J'ai mené une série de tests en collaboration avec les ingénieurs de la NASA/GSFC, pour essayer de faire disparaître l'effet de pixel oscillant. Quelle que soit la tension de polarisation envoyée, le phénomène persiste. La compensation du champ magnétique ne règle pas le problème. J'ai identifié le pixel 15, présentant le niveau d'oscillation le plus élevé, comme étant responsable de l'anomalie. Par la suite je n'ai utilisé que la colonne 7 pour poursuivre mes tests de validation et il a été décidé que la connexion du pixel 15 de la colonne 6 devrait être sectionnée au niveau du *snout* pour pouvoir utiliser cette colonne ultérieurement.

4.3.2 La compatibilité électromagnétique (CEM)

Si certaines sources de bruit ont été clairement identifiées et supprimées, d'autres ont nécessité une étude plus approfondie. La compatibilité électromagnétique (CEM) est la capacité d'un dispositif électronique à fonctionner correctement dans son environnement électromagnétique sans causer d'interférences (EMI pour *Electromagnetic interference*) indésirables pour d'autres dispositifs, ou bien en diminuant sa susceptibilité par rapport à ces EMI. Je décris dans cette section les actions que j'ai menées sur le banc, pour réduire les bruits électroniques du système, ainsi que les résultats que j'ai obtenus. En fin de section, la Tab. 4.2 récapitule les progrès réalisés sur les niveaux de bruits dans quatre fréquences représentatives des spectres de bruit des TES.

4.3.2.1 Quelques notions de CEM

Le modèle caractéristique de la CEM (Fig. 4.23) est généralement représenté par un dispositif électronique, appelé **Source**, qui émet des interférences reçues par une **Victime** et le

phénomène physique par lequel se propage la perturbation est appelé **Couplage** (Sommer, 2016). Il y a plusieurs sortes de couplages mais ceux-ci peuvent être classés en deux grandes catégories :

1. Le **couplage par conduction**, quand les interférences transitent par des câbles reliant directement la source et la victime. Les EMI se propagent par deux modes différents :

- (a) La propagation en **mode commun** (MC) ou asymétrique, est définie par une perturbation qui circule dans un seul et même sens entre tous les fils reliant la source à la victime. Le courant se propageant en mode commun doit nécessairement sortir de la victime, soit pour contaminer d'autres dispositifs électroniques, soit par la masse. Il est majoritairement généré par un couplage électrique ou "phénomène d'antenne". Ce sont principalement les signaux causant le plus de problèmes en CEM (Ziegler et al., 2009).
- (b) La propagation en **mode différentiel** (MD) ou symétrique signifie que le courant parasite se propage dans deux fils reliant la source et la victime, en sens contraire et de manière symétrique. Il s'agit des bruits reliés au signaux de données ou de communication entre les instruments. Ils sont considérés comme moins perturbants que les bruits liés au mode commun, mais ils sont plus difficiles à déceler.

2. Le **couplage par rayonnement**

- (a) En **champ proche**, quand la distance entre la source et la victime est inférieure à $\lambda/2\pi$ où λ est la longueur d'onde du rayonnement. La situation se rencontre typiquement entre deux fils proches, mais éloignés de toute masse :
 - i. Le courant circulant dans un fil crée un champ magnétique pouvant perturber l'autre. On parle alors de **couplage inductif**.
 - ii. Les deux fils conducteurs forment naturellement un condensateur. La capacité formée entre les deux conducteurs amène alors un **couplage capacitif**.
- (b) En **champ lointain**, quand la distance entre la source et la victime est supérieure à $\lambda/2\pi$:
 - i. Le **couplage électrique** (champ à fil), dit "phénomène d'antenne", se retrouve quand les variations du champ électrique du rayonnement créent un courant dans un fil, qui se comporte alors comme une antenne. Le courant se propage le long du fil en mode commun.
 - ii. Le **couplage magnétique** (champ à boucle), est dû à une tension induite par les variations du champ magnétique du rayonnement traversant une boucle de circuit, voir Fig. 4.23.

Pour supprimer les interférences provoquées par ces différents couplages, plusieurs opérations existent. Dans la suite je décris celles que j'ai mises en place sur le banc 50 mK.

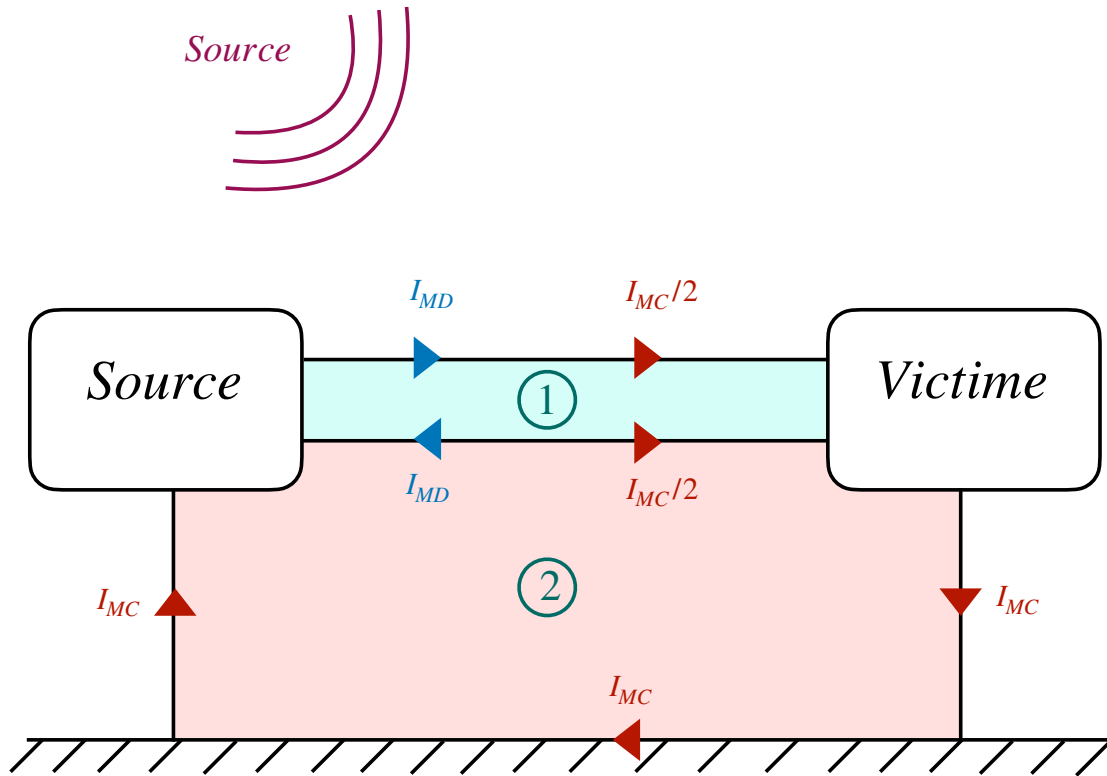


FIGURE 4.23 : Le couplage entre la Source et la Victime se fait par deux modes principaux. Soit un couplage par conduction directement entre les câbles de liaisons : le mode de propagation sera en mode commun (I_{MC}) si le courant circule dans le même sens dans les fils conducteurs ou en mode différentiel (I_{MD}) si le courant circule en sens inverse entre les deux fils. Le couplage peut également se faire par rayonnement : avec un couplage champ à fil (couplage électrique) quand le champ électrique du rayonnement crée un courant parasite en mode commun dans les fils connectés à la victime, ou un couplage champ à boucle quand le champ magnétique du rayonnement crée une tension induite dans les boucles de circuit. Cette tension sera proportionnelle à la variation du champ et à la taille de la surface : $e = S \frac{dB}{dt}$. Dans la boucle cyan (1) le courant induit sera en mode différentiel, dans la boucle rose (2) le courant induit sera en mode commun.

4.3.2.2 Plan de masse

La circulation d'un courant perturbateur dans les masses des différents systèmes génère des tensions, par couplage par conduction, qui perturbent les systèmes (Kaiser, 2004). Le seul moyen pour diminuer les tensions perturbatrices est de diminuer l'impédance du "plan de masse" entre les dispositifs électroniques. Le plan de masse raccorde toutes les électroniques du système, et les câbles qui les relient, à une masse commune avec une impédance minimale. Le principe d'équipotentialité de la masse est essentiel en CEM.

Sur le banc 50 mK, nous avons réalisé la mise sur un même plan de masse des équipements du cryostat, des électroniques de la chaîne de lecture (TDM et *single channel*), de la thermométrie, des sources de courant et des outils de mesure, par une tresse de cuivre de section 0.25 cm². La tresse est ensuite reliée à une barre, prévue pour une mise à la masse, en salle blanche. La forte section de la tresse permet de réduire sa résistance électrique, pour limiter le couplage entre les appareils du fait de la masse commune. Les câbles reliant les électroniques de lecture TDM (*Column box* et *Row box*) à la *tower* sont plaqués sur la surface d'un chemin de câbles en aluminium, pour réduire au maximum la distance entre les câbles et la masse (Surface 2 sur la Fig. 4.23).

Les résultats obtenus sur le niveau de bruit sont insuffisants : des raies ont disparu sur le spectre de bruit mais le niveau général reste le même. Un audit ultérieur par un spécialiste CEM (Annexe F) a montré que notre mise en place du plan de masse était insuffisante. Notre installation permet une bonne mise à la masse à basse fréquence. Cependant, l'impédance est élevée en haute fréquence à cause de la longueur de la tresse (1 μH/m, voir Fig. 25). Pour cela, il faut réduire la distance entre les éléments électroniques et effectuer un maillage de leur mise à la masse. Les matériels pilotant la cryogénie se trouvent dans une baie informatique différente de l'électronique de la chaîne de lecture. La réduction de distance est pour le moment impossible, mais une réorganisation des matériels dans une nouvelle baie est actuellement à l'étude. Le spécialiste CEM a également rappelé l'importance d'appliquer une ségrégation des câbles dans le chemin de câbles pour diminuer leur couplage inductif et capacitif (surface 1 sur la Fig. 4.23). Mais l'installation recommandée par l'audit, illustrée en Fig. 26, n'a apporté aucun changement.

4.3.2.3 Filtrage

Pour diminuer le couplage par conduction, nous avons filtré tous les câbles se connectant au cryostat. Pour la thermométrie nous avons installé des filtres EEsealTM¹⁹ pour des prises LEMO 2B 16 pins. Le filtre EEsealTM (Fig. 4.24) est un mince film en silicone qui se glisse dans l'intérieur de la prise. Des condensateurs sont insérés dans le corps en silicone et sont connectés entre les broches et l'enveloppe du connecteur, par un réseau de fils plaqués or. Le réseau de condensateurs permet de filtrer les bruits parasites de mode commun en fonction de la valeur des capacités. Pour la thermométrie nous recherchons une fréquence de coupure de l'ordre de ~ 100 kHz. La résistance des thermomètres est fonction de leur température. Pendant l'utilisation des détecteurs (~ 55 mK), la résistance des circuits de thermométrie est de ~ 3 kΩ, on veut donc une capacité de

$$C = \frac{1}{2\pi Rf} = \frac{1}{2\pi \cdot 3000 \cdot 10^5} \simeq 530 \cdot 10^{-12} F \quad (4.3)$$

¹⁹<https://eeseal.com/>

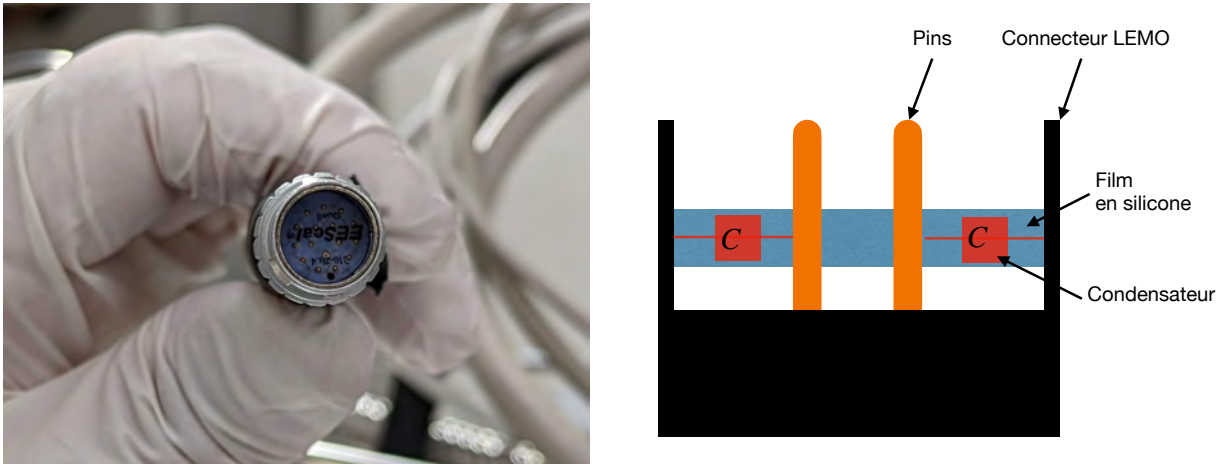


FIGURE 4.24 : (Gauche) Filtre EEseal™ inséré dans un connecteur LEMO™ de la thermométrie. (Droite) Schéma explicatif du filtre EEseal™. Des condensateurs relient chaque broche au connecteur avec une capacité C .

Les condensateurs des filtres des prises de la thermométrie ont une capacité de 560 pF.

Le circuit d'alimentation de la bobine de l'ADR est filtrée par un filtre industriel : Shaffner FN2410/FN2412²⁰. Il permet de conduire de forts courants jusqu'à 100 A, et offre une plage de fonctionnement allant du courant continu jusqu'à un courant alternatif de 400 Hz.

Pour filtrer le circuit d'alimentation de la bobine de compensation, une résistance de 10 k Ω a été ajoutée au niveau du connecteur LEMO. L'augmentation de la résistance du circuit diminue les courants perturbateurs créés par les tensions parasites le long du câble par "phénomène d'antenne". Cela a rendu son utilisation possible pour compenser le champ magnétique résiduel au niveau des détecteurs et améliorer la résolution de la chaîne de détection (voir Sec. 4.3.3).

L'audit CEM a mesuré des perturbations hautes fréquences (~ 20 kHz), avec une intensité pic-pic de $I_{pp} = 1.5$ mA, sur les câbles du capteur de tension en sortie de l'ADR (*Magnet sense*) et de la bobine de compensation. Le seuil de tolérance habituel de la CEM est de $I_{pp} = 5$ mA, mais le rapport conclut que pour les résolutions attendues sur le banc 50 mK, ce niveau de courant peut être perturbateur. Des filtres sont actuellement en préparation pour être placés sur ces circuits.

Le spécialiste CEM a noté que la reprise de blindage actuelle de certains câbles avec la structure des boîtiers (voir Fig. 27) n'est pas adaptée. Une rupture de blindage par un conducteur de faible section, même sur une courte longueur (≤ 1 cm), peut entraîner des perturbations magnétiques en raison des courants circulant à l'intérieur du blindage (Sommer, 2016), appelés "courants de peau".

4.3.2.4 Isolation électrique

Pour se prémunir des perturbations présentes sur le réseau de distribution électrique, il a été décidé d'isoler le réseau électrique des éléments du banc derrière un transformateur d'isole-

²⁰<https://www.schaffner.com/product/emc-emi-products>

ment monophasé MARY²¹ de 5 kVA. Le transformateur d'isolement fonctionne comme un transformateur : les enroulements primaires et secondaires étant isolés électriquement. J'ai mené les mesures de spectres de bruit pour évaluer l'impact du transformateur d'isolement. Si on observe une diminution du niveau général de bruit ~ 100 Hz, des raies parasites sont apparues à des fréquences bien précises. L'audit CEM a attiré notre attention sur le rayonnement produit par un transformateur d'isolement. L'analyse de l'impact du rayonnement du transformateur d'isolement est en cours.

L'analyse des spectres de bruit des TES a permis de déceler des perturbations hautes-fréquences (\sim MHz) générées par des matériels externes à la chaîne de lecture ou de la cryogénie, qui circulaient soit par les fils de signaux soit par le blindage des câbles. Pour supprimer les perturbations, j'ai déconnecté les matériels inutiles pendant les périodes de mesures (ex : Jauge de pression du cryostat) ou bien mis en place une liaison avec isolation galvanique avec ces matériels (ex : La passerelle Ethernet, la baie de stockage NAS ou les ordinateurs d'analyses des données sont connectés au *switch* par des fibres optiques).

La table 4.2 reprend les résultats des mesures de spectres de bruit tout au long des actions de CEM. A la fin des différentes opérations, le niveau de bruit aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure est de $\leq 100 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$, soit de l'ordre de grandeur des spectres mesurés à la NASA/GSFC (Fig. 4.20).

4.3.3 Bobine de compensation du champ magnétique

Après l'augmentation de l'impédance du circuit d'alimentation de la bobine de compensation, et de l'installation de manchons en ferrite autour du câble, il est devenu possible de compenser le champ magnétique résiduel au niveau des détecteurs. Je détaille dans cette section mon travail pour son usage et sa validation, afin d'améliorer la résolution en énergie de la chaîne de détection du banc 50 mK.

4.3.3.1 Stabilité de la source de courant *LakeShore 155*

L'influence du champ magnétique sur la résolution en énergie des TES, mesurée à la NASA, est dans le cas pire de $\text{dE}/\text{dB} = 8 \text{ eV}/\text{nT}$ (Smith et al., 2016). Le budget de résolution en énergie du banc 50 mK alloue une déviation maximale de 0.1 eV pour la stabilité du champ magnétique (voir Annexe C). Cela correspond à une fluctuation maximale de 12.5 pT du champ magnétique. Pour ne pas perturber la résolution des détecteurs, la stabilité du champ produit par la bobine de compensation devra être meilleure que cette valeur. La bobine de compensation du *snout* produit un champ de 1 nT pour un courant de $1 \mu\text{A}$ (valeur mesurée à la NASA/GSFC). Le courant délivré à la bobine de compensation devra donc avoir une stabilité de 12.5 nA.

La source de courant utilisée sur le banc 50 mK est une *LakeShore MeasureReady™ 155 Precision I/V Source*. Pour valider sa précision j'ai utilisée un multimètre *Keysight*²² 34461A ayant une précision de 6.5 *digit*²³. Le *LakeShore 155* a été directement branché au *Keysight*

²¹<https://www.transfosmary.com/>

²²<https://www.keysight.com>

²³Une précision de 6.5 *digit* signifie que l'affichage comporte 7 chiffres seulement quand le premier *digit* (correspondant aux unités) vaut 0. Si celui-ci dépasse l'unité alors l'affichage basculera à 6 chiffres.

4.3. OPTIMISATION ET AMÉLIORATION DU BANC 50 MK

Actions	Niveau de bruit (pA/\sqrt{Hz})				Remarques
	10 - 50 Hz	100 - 300 Hz	2 - 4 kHz	10 - 30 kHz	
Niveau initial	1217	426	36	12	Présence de raies à des fréquences spécifiques ≤ 5 kHz.
Interrupteur thermique débranché	426	243	183	50	Les raies ~ 10 kHz ont diminué, elles restent présentes. Une remontée du niveau de bruit est visible vers 40 kHz.
Mise à la masse	430	300	43	6	Disparition des raies et de la remontée à 40 kHz.
Transformateur d'isolement	426	183	61	40	Baisse du niveau de bruit ~ 100 Hz. Apparition de raies à 100 Hz et ~ 450 Hz.
Filtrage de la thermométrie	122	100	36	6	La raie à 100 Hz est toujours présente. Apparition d'une raie à 20 kHz.
Isolation galvanique (jauge pression, PC Entropy, NAS)	120	100	40	2	Pas de changement de la PSD pour des fréquences ≤ 100 kHz, mais disparition d'un grand nombre de raies à haute fréquence (\sim MHz), voir Fig. 22.

TABLE 4.2 : Tableau récapitulatif des niveaux de bruit dans 4 bandes de fréquences représentatives, en fonction des actions menées sur le banc 50 mK. Les mesures sont données avec une incertitude de $\pm 20\%$.

et le courant envoyé était de $360 \mu A$. De cette manière, le courant était dans la gamme de 1 mA, soit la même gamme que pour le courant dans la bobine de compensation. Le *Keysight* est lui aussi dans la gamme 1 mA ce qui donne une précision de mesure de 1 nA, suffisante pour l'expérience.

J'ai réalisé une mesure de 4 h, en utilisant le logiciel *LabView*²⁴ pour piloter les deux instruments, ainsi que pour enregistrer automatiquement les résultats des mesures. J'ai utilisé un temps de moyennage de 10 PLC²⁵, soit 200 ms. A cause du temps de traitement de *LabView*, la procédure donnait une mesure toutes les 360 ms. Pour le traitement des données, j'ai regroupé les résultats par paquets de 1500 mesures, soit 540 s ou 9 min. Puis j'ai calculé l'écart-type de ces groupes pour avoir une mesure de stabilité "court-terme". J'ai trouvé un résultat de $\sigma_{ct} < 1$ nA rms, meilleur que la stabilité recherchée (Le résultat numérique n'a aucune valeur car il est inférieur à la précision du Keysight). J'ai ensuite calculé l'écart-type de ces groupes entre eux pour avoir une mesure de stabilité "long-terme". J'ai

²⁴<https://www.ni.com/fr-fr/shop/software/products/labview.html>

²⁵PLC pour *Power Line Cycle* signifie un cycle de la ligne électrique. La résolution et la précision des mesures sont réduites par le bruit causé par le courant alternatif du réseau électrique, de 50 Hz en France soit une période 20 ms. L'utilisation d'un temps de mesure ≥ 1 PLC augmente le temps d'intégration du bruit alternatif et accroît la précision de mesure, en contrepartie d'un taux de mesure plus lent.

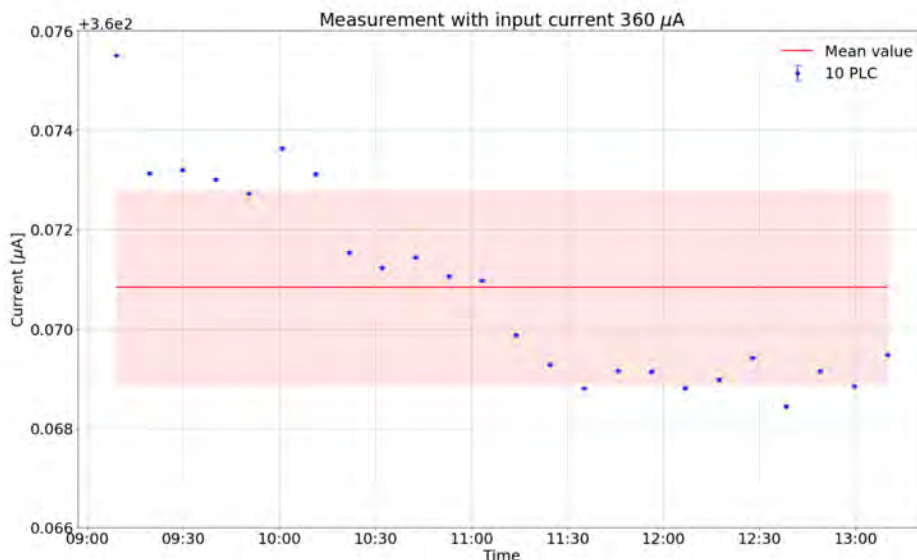


FIGURE 4.25 : En bleu, les valeurs moyennes avec barres d’erreurs “court-terme” à 1σ des courants mesurés pour chaque groupe de 1500 mesures. En rouge, la valeur moyenne avec son erreur “long-terme” à 1σ du courant sur toute la période de mesure (4 h).

trouvé $\sigma_{lt} = 1.9\text{ nA rms}$ (Fig. 4.25), soit une stabilité suffisante pour alimenter la bobine de compensation du *snout*.

4.3.3.2 Recherche du champ magnétique de compensation

Pendant le refroidissement du cryostat, un bouclier en μ -métal est placé autour de celui-ci pour minimiser le champ magnétique piégé (B_{trap}) au niveau du *snout*. Le point de fonctionnement du TES étant très sensible à tout champ magnétique résiduel (voir Fig. 2.11), la bobine de compensation permet de produire un champ magnétique (B_{coil}) perpendiculaire au plan du réseau de détecteurs. On maximise le courant critique, $I_c(B)$, en annulant la composante perpendiculaire du champ magnétique local au niveau des détecteurs ($B_{\perp} = B_{coil} + B_{trap} \simeq 0$). On obtient alors une mesure directe de la composante normale au plan des détecteurs, du champ magnétique piégé dans l’écran en Niobium.

Sur le banc 50 mK, j’ai appliqué la procédure suivante pour déterminer le B_{coil} nécessaire. On place le *snout* à une température proche de la température critique des TES (e.g. $T_b \simeq 90\text{ mK}$) et on envoie un courant périodique dans son circuit de polarisation (*TES bias*) pour parcourir toute la zone de transition du TES. L’amplitude de la réponse en tension est directement reliée à la valeur du courant critique $I_c(B)$ du TES. On balaie alors plusieurs valeurs de courant dans la bobine, pour trouver la valeur maximisant cette amplitude (Fig. 4.26). B_{coil} pouvant être négatif, il faut aussi parcourir des courants négatifs avec le *LakeShore 155*.

4.3.3.3 Validation de la compensation

Pour valider la compensation du champ magnétique, j’ai mesuré la température critique des TES avec le plus faible courant de polarisation possible, appelée *Low current T_c* . Cette valeur est sensible au courant critique $I_c(B)$ du TES. Pour cela on minimise le courant

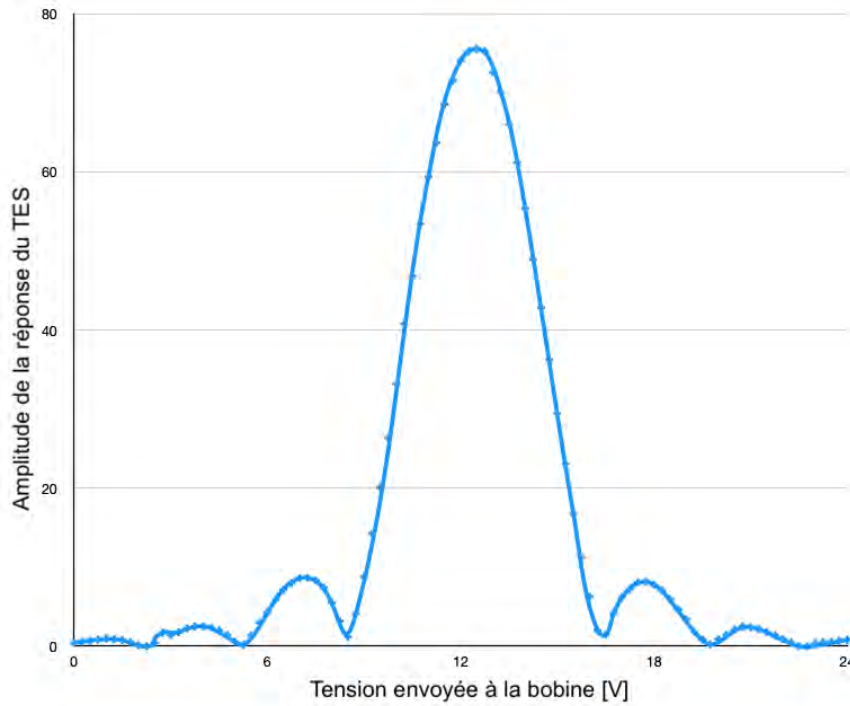


FIGURE 4.26 : Amplitude de la réponse du TES en fonction du champ magnétique de compensation. La valeur en ordonnée a une unité arbitraire mais l'amplitude est directement liée à I_c . La tension envoyée permet de retrouver le champ produit par la bobine de compensation : 1 V correspond à $0.1 \mu\text{T}$.

de polarisation du TES pour modifier le moins possible la courbe caractéristique du TES (voir Fig. 2.10). Ainsi, la valeur mesurée en début d'année 2022, avant compensation du champ magnétique était de *Low current* $T_c = 88 \pm 1 \text{ mK}$. Après compensation du champ magnétique résiduel par la bobine, j'ai mesuré une valeur de *Low current* $T_c = 96 \pm 1 \text{ mK}$. Celle-ci est en accord avec la valeur mesurée à la NASA/GSFC (Table 4.1).

4.3.4 Stabilité de la régulation en température

La caractérisation du banc 50 mK donnait une stabilité thermique de $\sim 3 \mu\text{K rms}$ (Betancourt-Martinez et al., 2021) avant installation du *snout*. Après installation du *snout* et de sa chaîne de lecture NASA/GSFC, la stabilité de la régulation en température de l'étage FAA avec l'ADR est de $\geq 6 \mu\text{K rms}$, d'après les thermomètres FAA et FAA2 (voir Fig. 4.27 Gauche). Quelques pics de température visibles avec FAA2 et non observés par FAA montrent des sources de dissipation thermique encore inexpliquées au niveau du *snout*.

4.3.4.1 Influence de la température sur la résolution en énergie

La dépendance de la variation de température du bain T_b sur la résolution en énergie des TES, dans le cas du X-IFU, a été estimée par simulation numérique à $dE/dT = 45.8 \text{ meV}/\mu\text{K}$ (Cucchetti, 2019). J'ai mesuré cette dépendance sur le banc 50 mK afin d'estimer plus précisément la dégradation de la résolution en énergie due aux fluctuations de température.

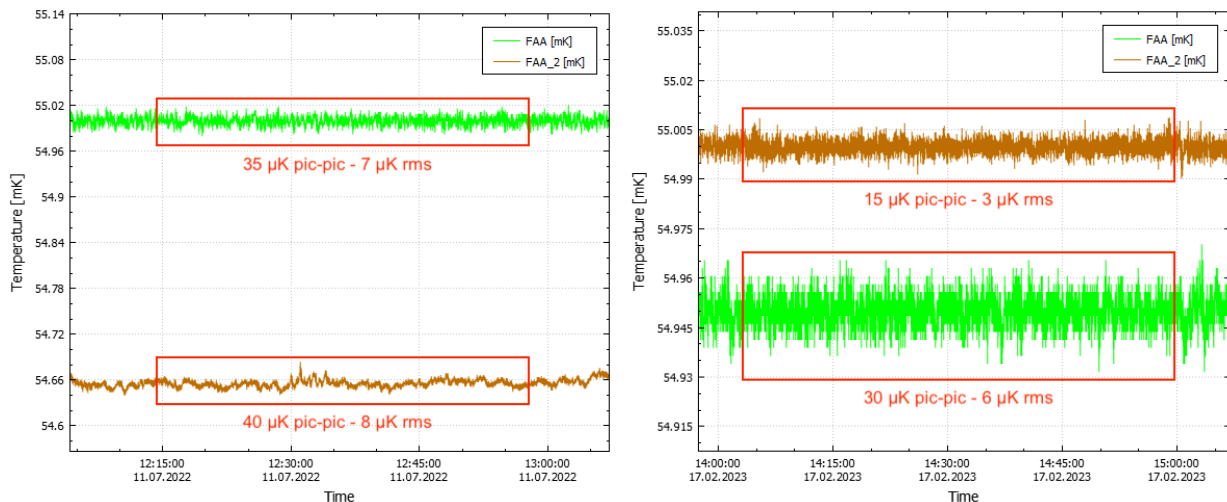


FIGURE 4.27 : Deux mesures de thermométrie, avant et après asservissement par la chauffeferette, avec le thermomètre FAA (positionné sur le doigt froid, proche de l'ADR) en vert et le thermomètre FAA2 (positionné proche du *snout*, voir Fig. 4.28) en marron. (Gauche) Régulation en température à 55 mK sur FAA avec l'ADR, en juillet 2022, après installation du *snout* et de la chaîne de lecture NASA/GSFC. La stabilité en température sur FAA et FAA2 est $\geq 6 \mu\text{K rms}$. (Droite) Régulation en température à 55 mK sur FAA avec l'ADR et asservissement de la température du *snout* avec la chauffeferette pilotée par FAA2, en février 2023. La stabilité en sortie de l'ADR (FAA) est inchangée mais la stabilité au niveau du *snout* est grandement améliorée avec $\sigma_{FAA2} \simeq 3 \mu\text{K rms}$.

Pour cela j'ai paramétré la chaîne de lecture dans une configuration prise comme référence : en *single channel*, avec compensation du champ magnétique par la bobine et pour une température de bain $T_b = 55 \text{ mK}$ au départ. A partir de cette configuration, j'ai effectué quatre paliers de températures, espacés de $50 \mu\text{K}$, sans modifier le paramétrage de la chaîne de lecture. En prenant les deux hypothèses suivantes : l'amplitude moyenne des *pulses* (PHA) correspond au complexe Mn-K α , soit une énergie de 5898.8 eV, et la PHA trouvée pour la configuration de référence est juste ; j'ai obtenu les résultats de la Tab. 4.3. L'écart d'énergie moyen entre chaque palier est de $dE = 6.12 \pm 0.7 \text{ eV}$, ce qui donne un $dE/dT = 122 \pm 14 \text{ meV}/\mu\text{K}$, pour le banc 50 mK.

T_b (mK)	$E_{Mn-K\alpha}$ (eV)
55	5898.8
55.05	5892.19
55.1	5887.05
55.15	5880.44

TABLE 4.3 : Énergie estimée du complexe de raies Mn-K α en fonction des amplitudes des *pulses*, pour quatre paliers de température du bain T_b . Le palier à $T_b = 55 \text{ mK}$ sert de référence et les trois autres sont obtenus en gardant le même paramétrage de la chaîne de lecture que la référence.

4.3.4.2 Asservissement en température de l'étage FAA

Les variations de température du *snout* ont un effet important sur la résolution en énergie des TES. La stabilité en température, mesurée par le thermomètre FAA2, étant inférieure aux objectifs du banc, plusieurs méthodes ont été essayées pour réduire ces fluctuations thermiques. Les modifications des paramètres du PID d'asservissement du courant dans l'ADR n'ont pas améliorées la stabilité en température. De plus, une étude mécanique de l'interface soudée supportant le *snout* a été menée par [Condat \(2022\)](#). Pour être moins sensible à l'excitation mécanique du réfrigérateur à tube pulsé ($f = 0.986$ Hz et 1.824 Hz, [Condat, 2022](#)), une nouvelle pièce a été conçue, afin d'augmenter les fréquences de ses modes propres de vibration. La pièce est actuellement en cours de fabrication.

Il a été décidé d'asservir la température du *snout* avec une jauge de contrainte de $1\text{ k}\Omega$ utilisée comme résistance de chauffage (Fig. 4.28). L'ADR régule la température de l'étage FAA, mesurée avec le thermomètre FAA, à une température de consigne inférieure à 55 mK . La température du *snout*, mesurée par le thermomètre FAA2, est régulée à 55 mK par la chaufferette. La puissance dissipée par effet Joule par la chaufferette, pour cette dernière régulation, est contrôlée par le pont de mesure *LakeShore AC 372* avec un asservissement PID.

On calcule tout d'abord la puissance nécessaire pour réguler en température le *snout*. On considère la structure support entre l'ADR et le *snout* comme une barre de longueur $l = 160\text{ mm}$, de section $s = 40\text{ mm}^2$ et que celle-ci est faite de cuivre $\text{RRR}^{26} = 50$. La conductivité thermique (λ) est calculée en fonction de la température et du RRR par :

$$\lambda_{\text{RRR}}(T) = \frac{\text{RRR}}{10} \times T \times \lambda_{\text{RRR}=10, T=1\text{ K}} \quad (4.4)$$

où la conductivité thermique du cuivre $\text{RRR} = 10$ à la température de 1 K vaut $\lambda_{\text{RRR}=10, T=1\text{ K}} = 14.3\text{ W/m/K}$ d'après ().

Ainsi la conductivité thermique du support à 55 mK et sa conductance sont estimées à :

$$\lambda_{\text{RRR}=50}(55\text{ mK}) \simeq 3.93\text{ W/m/K} \quad \text{et} \quad G = \lambda_{\text{RRR}=50}(55\text{ mK}) \times \frac{s}{l} \simeq 1\text{ nW}/\mu\text{K} \quad (4.5)$$

Au premier ordre, la régulation devra compenser quelques dizaines de μK , soit quelques dizaines de nW . La puissance totale dissipée par le *snout* sur l'étage FAA est estimée à plusieurs centaines de nW . L'effet de la régulation sur le temps de maintien actuel devrait être restreint avec seulement une perte de 1 à 2 heures sur les 12 à 15 heures actuelles.

J'ai participé au collage de la chaufferette, au câblage de celle-ci à travers les différents étages du cryostat puis au test de régulation en température. Tout d'abord nous avons vérifié les propriétés thermiques du *snout*. Pour une puissance de $P = 1\mu\text{W}$, nous mesurons un réchauffage de 1.35 mK (Fig. 4.29) avec le thermomètre FAA2. Ce qui nous donne

$$G = \frac{P}{\Delta T} = \frac{10^{-6}}{1.35 \cdot 10^{-3}} = 0.74\text{ nW}/\mu\text{K} \quad (4.6)$$

²⁶Le rapport de résistivité résiduelle ou RRR est défini comme le rapport entre la résistivité d'un matériau à température ambiante sur celle à 0 K , soit $\text{RRR} = R_{300\text{ K}}/R_{0\text{ K}}$.

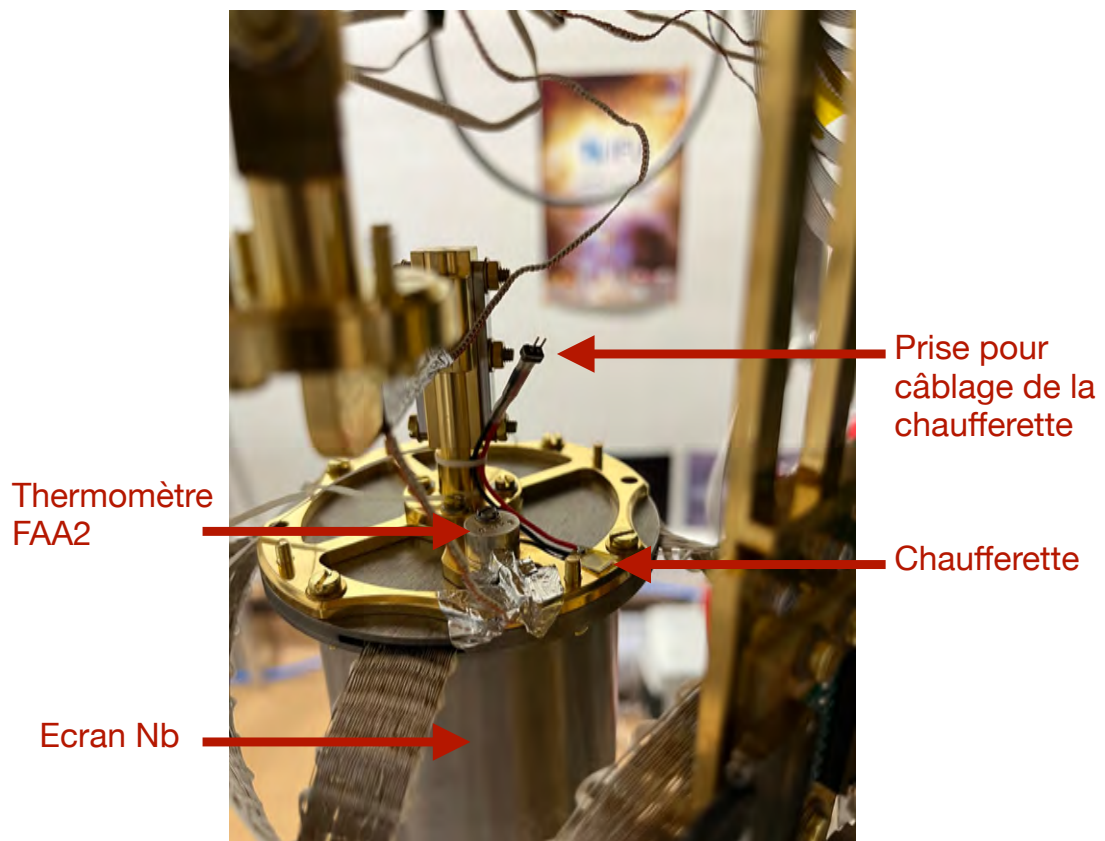


FIGURE 4.28 : Une jauge de contrainte de $1\text{ k}\Omega$ a été collée sur l'étage FAA comme chaufferette, puis câblée à travers le cryostat pour être reliée au pont de mesure *LakeShore 372*.

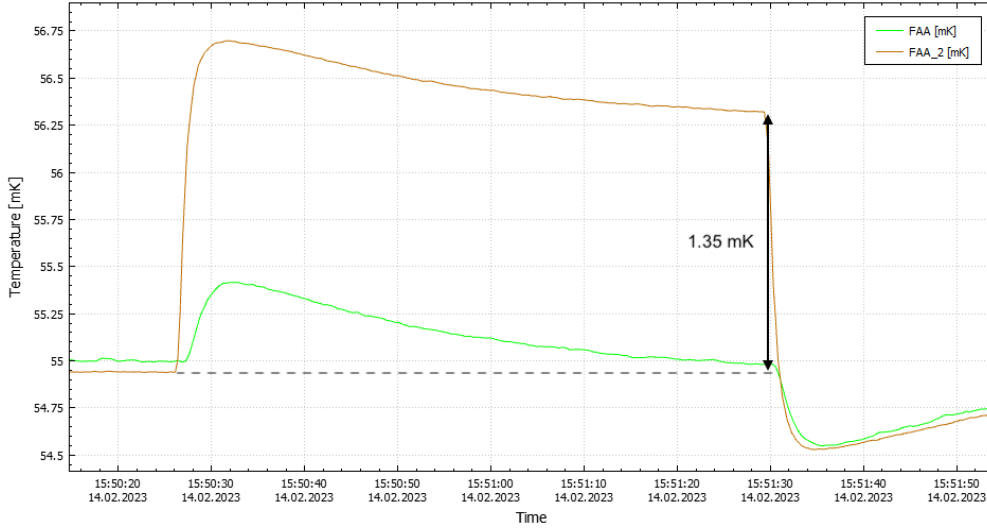


FIGURE 4.29 : Une puissance de $1\ \mu\text{W}$ est dissipée par la chaufferette sur l'étage FAA. L'élevation en température nous permet de calculer la conductance thermique G du *snout* et vérifier si le dimensionnement est correct.

La valeur est compatible avec l'estimation numérique précédente (Eq. 4.5). La différence s'explique par les approximations faites pour le calcul, considérant le *snout* comme une pièce unique de cuivre et négligeant la diversité des matériaux et les interfaces entre ses éléments.

Les résultats d'utilisation de la chaufferette sont déjà satisfaisants avec une stabilité en température au niveau du *snout* de $\sim 3\ \mu\text{K}$ rms (Fig. 4.27 droite) avec les paramètres PID par défaut ($P=500$, $I=1\text{s}$, $D=0\text{s}$). Des essais sont en cours pour améliorer les paramètres d'asservissement grâce à la méthode heuristique de réglage d'un PID de Ziegler & Nichols (1942). Néanmoins, les mesures de spectres de bruit de la chaîne de lecture suite à l'installation de la chaufferette, ont montré que le câblage amenait des interférences. On observe du bruit hautes fréquences, avec de nouvelles raies à partir de $\sim 100\ \text{kHz}$. Le niveau global de bruit est également relevé d'environ $1\ \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$, soit $60\ \text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cela rend la chaîne de lecture inutilisable avec la régulation par la chaufferette sans filtrage. Le bruit semble être apporté par le câble de la chaufferette, amenant un courant de mode commun directement sur le *snout*. Un filtrage du bruit, similaire à celui du câble d'alimentation de la bobine de compensation, a été réalisé. Au premier ordre, l'atténuation des EMI est conforme à nos attentes en ce qui concerne la mesure de résolution en *single channel*, avec une mesure de NEP de 2.37 eV à 5.9 keV. L'analyse de son efficacité sur la réduction du bruit est toujours en cours pour l'utilisation en TDM.

4.4 Performance du banc 50 mK

Suite à la configuration de la chaîne de détection NASA/GSFC, la réduction de ses bruits électroniques, l'optimisation de la compensation du champ magnétique résiduel, ainsi que l'amélioration de la stabilité thermique du *snout*, je présente dans cette section l'évaluation que j'ai faite des performances du banc 50 mK. Tout d'abord, j'ai vérifié si les propriétés des détecteurs, et de la chaîne de détection, mesurées sur le banc 50 mK étaient conformes

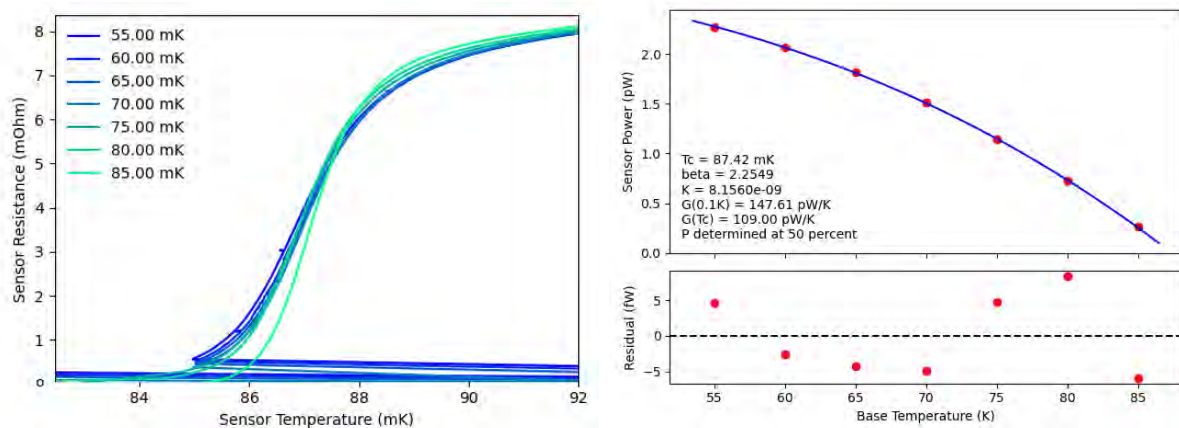


FIGURE 4.30 : (Gauche) Courbes de transition du TES ($R(T)$) pour différentes températures du bain (T_b). (Droite) Les points rouges sont les puissances dissipées par le TES, polarisé à $R/R_N = 50\%$, en fonction de la température du bain ($P_0(T_b)$). L'ajustement des points par la courbe bleue (Eq. 2.5) permet de retrouver la conductance thermique entre le TES et le bain (G_b).

à celles mesurées à la NASA/GSFC (Table 4.1). Puis j'ai réalisé de nouveaux spectres du complexe de raies Mn- $K\alpha$ afin d'évaluer la résolution en énergie du système. Cela permet de quantifier l'effet des optimisations effectuées.

4.4.1 Paramétrages et optimisation de la chaîne de détection du banc

4.4.1.1 Étude des propriétés des détecteurs

Les logiciels de contrôle de l'électronique (Sec. 4.1.5) permettent de produire les courbes caractéristiques des TES. Les courbes I/V ²⁷ sont les valeurs des tensions en sortie du TES en fonction de son courant de polarisation, I_{bias} . À partir de courbes I/V pour différentes températures de bain (T_b), on déduit les puissances dissipées, $P = R_{tes} I_{bias}^2$, pour différents points de polarisation de la zone de transition (R_{tes}/R_N). On ajuste la courbe des valeurs de puissances mesurées, pour un R_{tes}/R_N fixé, avec l'équation 2.5. Le processus est illustré sur la Fig. 4.30 droite. On trouve alors la conductance thermique, G_b , entre le TES et le bain thermique. Cela permet de calculer la courbe de résistance du TES en fonction de sa température, $R_{tes}(T)$ (voir Fig. 4.30 gauche). Les courbes caractéristiques retrouvées sur le banc sont cohérentes avec celles obtenues à la NASA/GSFC (Fig. 4.13). La valeur G_b calculée pour le pixel 16 de la colonne 7 (même pixel que celui analysé à la NASA/GSFC) est en adéquation avec celle de la Tab. 4.1. La même étude n'a pas pu être menée pour la colonne 6 qui est inutilisable à cause du pixel oscillant (voir Sec. 4.3.1.1).

²⁷Sachant que le TES est polarisé en tension, il s'agit plus rigoureusement de courbes V/V , mais le terme courbe I/V permet de savoir que l'on fait référence aux courbes caractéristiques des TES.

4.4.1.2 Paramétrage des polarisations des éléments de la chaîne

J’ai ensuite étudié les performances de la chaîne de détection installée sur le banc 50 mK. Dans une configuration *single channel*, avec compensation du champ magnétique résiduel, j’ai optimisé le point de polarisation du TES du pixel 16 de la colonne 7. Le choix du point de polarisation optimal est un compromis entre, un R/R_N bas qui amène une faible température T_0 des TES et un fort α donc une réponse élevée (voir Eq. 2.17), ou bien un R/R_N haut qui diminue le bruit (illustré sur Fig. 4.20). Pour déterminer le meilleur rapport signal-à-bruit (SNR), j’ai mesuré des NEP (Sec. 2.3.1.5) pour plusieurs points de polarisation. La meilleure résolution obtenue, sans la régulation par la chaufferette, était pour un $R/R_N = 20\%$, avec une NEP = 2.43 eV à 5.9 keV. Avec l’asservissement en température au niveau du *snout*, nous avons obtenu une NEP = 2.37 eV à 5.9 keV. Pour comparaison, la valeur trouvée à la NASA/GSFC était de 2.16 eV à 5.9 keV.

Les valeurs de polarisation du MUX SQUID, du SQUID AMP et des TES déterminées pour le paramétrage d’un pixel en *single channel* sont les mêmes pour l’utilisation de plusieurs canaux en multiplexage TDM. L’uniformité des TES et MUX SQUID dans une colonne (Kilbourne et al., 2008) assure que le courant de polarisation envoyé à toute la colonne amène des R/R_N similaires, pour tous les détecteurs. La polarisation des SQUID de lecture est ainsi correcte pour toute la colonne. Cependant, les faibles écarts des points de polarisation des TES, une fois convolués par la réponse du MUX SQUID puis du SQUID AMP, peuvent donner de forts décalages entre les *baselines*. Un intervalle trop important entre deux ou plusieurs *baselines* est problématique pour l’utilisation de la boucle de contre-réaction. Les changements de courant I_{FB} , d’un canal à un autre, sont limités par la bande passante de la FLL (Durkin et al., 2021). La limitation de la bande passante est d’autant plus importante que la fréquence de multiplexage est élevée. Celle-ci est proportionnelle au nombre de lignes du TDM. Cela a pour effet une baisse du gain de la chaîne d’amplification, qui s’observe sur les courbes caractéristiques des SQUID, par une “compression” de la réponse du MUX SQUID (illustré sur la Fig. 4.31).

Pour améliorer la dynamique de la FLL lors d’un multiplexage TDM, notamment lors du front ascendant du *pulse*, l’électronique TDM de la NASA/GSFC comprend un algorithme de contrôle prédictif (Durkin et al., 2020). Celui-ci anticipe les changements rapides de courant dans le TES en rajoutant un terme $\frac{d^2 I_{TES}}{dt^2}$ au contrôleur PID.

4.4.2 Résultats

Une fois la chaîne électronique paramétrée, j’ai évalué l’amélioration des actions de compatibilités électromagnétiques du banc et de compensation du champ magnétique résiduel, par la réalisation de spectres en énergie. Lors de ces mesures, l’asservissement en température du *snout* avec la chaufferette n’était pas encore implémenté. Pendant mes activités sur le banc j’ai eu l’occasion de produire plusieurs spectres en énergie, afin d’évaluer la résolution du banc. Je présente ici les deux résultats les plus significatifs de l’optimisation du banc 50 mK pour la réalisation de ses objectifs.

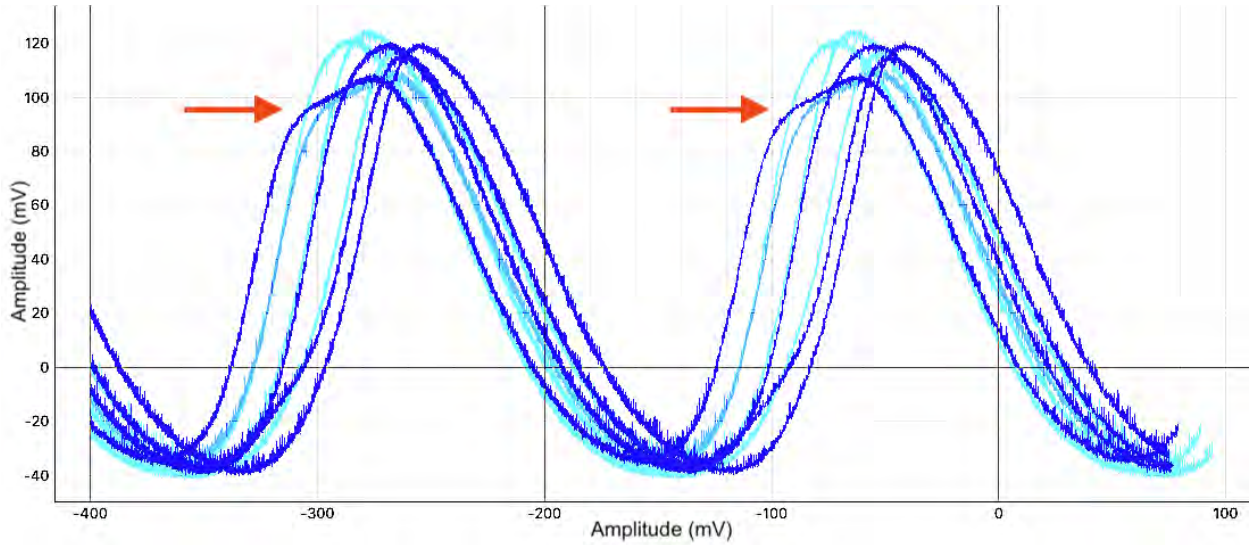


FIGURE 4.31 : Compression de la réponse du SQUID sur la V/Φ d'un canal (voir flèche rouge) par rapport aux autres canaux. Le phénomène est dû à la convolution de la réponse du MUX SQUID et du SQUID AMP, similaire à la Fig. 2 de Durkin et al. (2021). Il faut modifier les points de polarisation des SQUID pour optimiser la zone de réponse linéaire du MUX SQUID.

4.4.2.1 Comparaison avec le spectre initial

A l'installation du *snout* et de la chaîne de détection NASA/GSFC, en janvier 2022, une acquisition avait été réalisée sur un pixel en *single channel* et sans compensation du champ magnétique. Elle avait donné une résolution en énergie de 3.3 eV FWHM pour le complexe Mn-K α (Fig. 4.18). Une nouvelle acquisition a pu être réalisée, en fin d'année 2022, sur le même pixel, avec un temps d'acquisition plus long et avec compensation du champ magnétique résiduel au niveau des TES. La réduction du niveau de bruit électronique de la chaîne de lecture m'a permis d'utiliser un R/R_N plus faible, améliorant ainsi le SNR. J'ai obtenu une résolution de 2.5 eV FWHM à 5.9 keV (Fig. 4.32).

Ce résultat est conforme avec les attentes du banc 50 mK. Cependant, les mesures obtenues à la NASA/GSFC avec le *snout* (résolution de 2 eV FWHM, Table 4.1) montrent qu'il reste une marge de progression pour l'optimisation du banc. La meilleure stabilité thermique amenée par l'asservissement avec la chaufferette est encourageant. Si la stabilité passait de 6 μ K (valeur moyenne actuelle sur l'étage FAA) à 3 μ K (valeur estimée avec la chaufferette), la résolution en énergie serait :

$$\begin{aligned} \Delta_{E_{FWHM}} &= \sqrt{2.5^2 - (6 \times dE/dT \times 2\sqrt{2 \ln 2})^2 + (3 \times dE/dT \times 2\sqrt{2 \ln 2})^2} \quad (4.7) \\ &= \sqrt{2.5^2 - 1.7^2 + 0.85^2} = 2.02 \text{ eV} \end{aligned}$$

4.4.2.2 Première validation du multiplexage TDM

Les optimisations du banc 50 mK m'ont permis de produire un premier spectre en énergie du complexe Mn-K α , avec un multiplexage TDM 8 lignes sur le banc 50 mK. Une acquisition de 5 h et un point de polarisation de $R/R_N = 25\%$, a permis d'obtenir une résolution de 3 eV

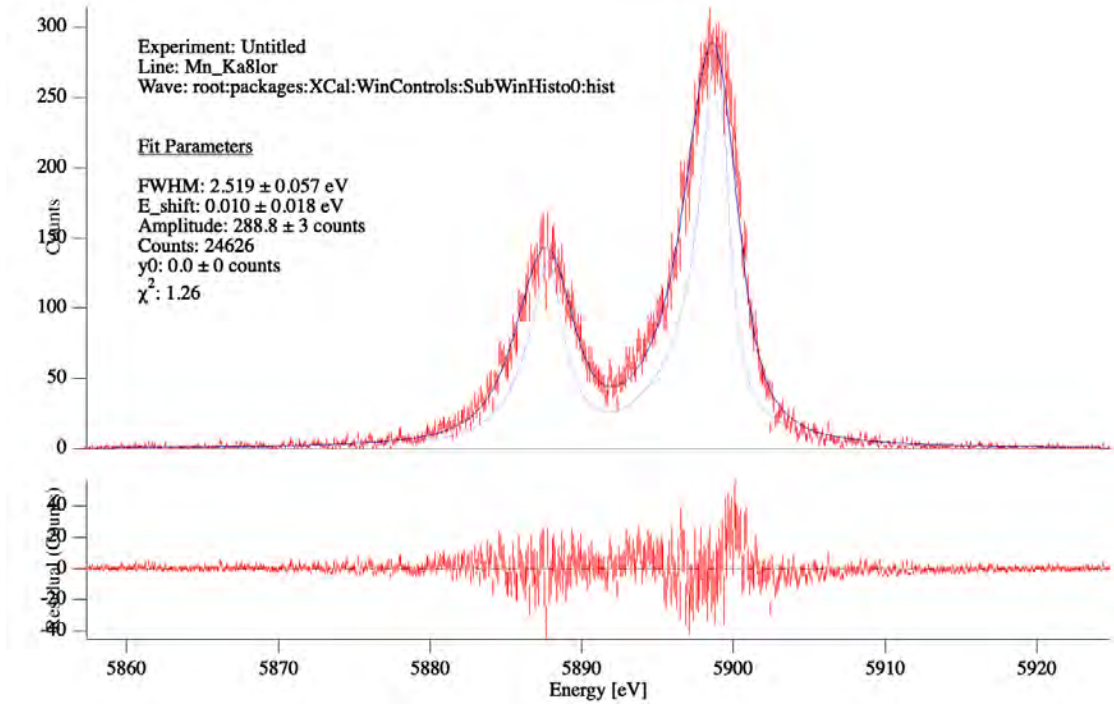


FIGURE 4.32 : Spectre en énergie du complexe de raies Mn-K α obtenu en *single channel*, en septembre 2022, après une acquisition de 8 h avec le pixel 16 de la colonne 7, avec un $R/R_N = 20\%$ et $T_b = 55$ mK.

FWHM à 5.9 keV (Fig. 4.33). La réalisation du multiplexage avec l'électronique NASA/GSFC indique que l'installation actuelle du *snout* et de l'électronique froide est appropriée pour les objectifs du banc. Le résultat est encourageant en vue de la validation des prototypes de la chaîne de lecture du X-IFU (voir Chap. 5). La résolution en énergie, obtenue avec seulement 8 lignes, est conforme aux attentes du banc 50 mK, mais des améliorations sont attendues. L'asservissement en température de l'étage FAA devrait améliorer la résolution en énergie. En utilisant l'équation 4.8, on atteindrait une future résolution de $\Delta_{E_{FWHM}} = \sqrt{3^2 - 1.7^2 + 0.85^2} = 2.61$ eV.

Le résultat resterait toujours supérieur à la résolution obtenue à la NASA/GSFC en TDM 32 pixels (2.4 eV, voir Table 4.1). La différence s'explique par le travail encore nécessaire pour la réduction des bruits électroniques sur le banc 50 mK. Les raies d'interférences, encore présentes autour du MHz, perturbent les acquisitions par repliement de fréquences par la fréquence d'échantillonnage en TDM. Cela explique aussi le relèvement du point de polarisation des TES à $R/R_N = 25\%$, nécessaire pour obtenir un résultat satisfaisant en TDM, avec la configuration actuelle.

4.5 Conclusion

Les travaux sur la compatibilité électromagnétique et la réduction des bruits électroniques (mise à la masse des boîtiers électroniques, installation d'un transformateur d'isolement, filtrage de la thermométrie, isolation galvanique de certains éléments), dont les résultats sont résumés en Tab. 4.2, ont permis de ramener le niveau de bruit du banc 50 mK à un

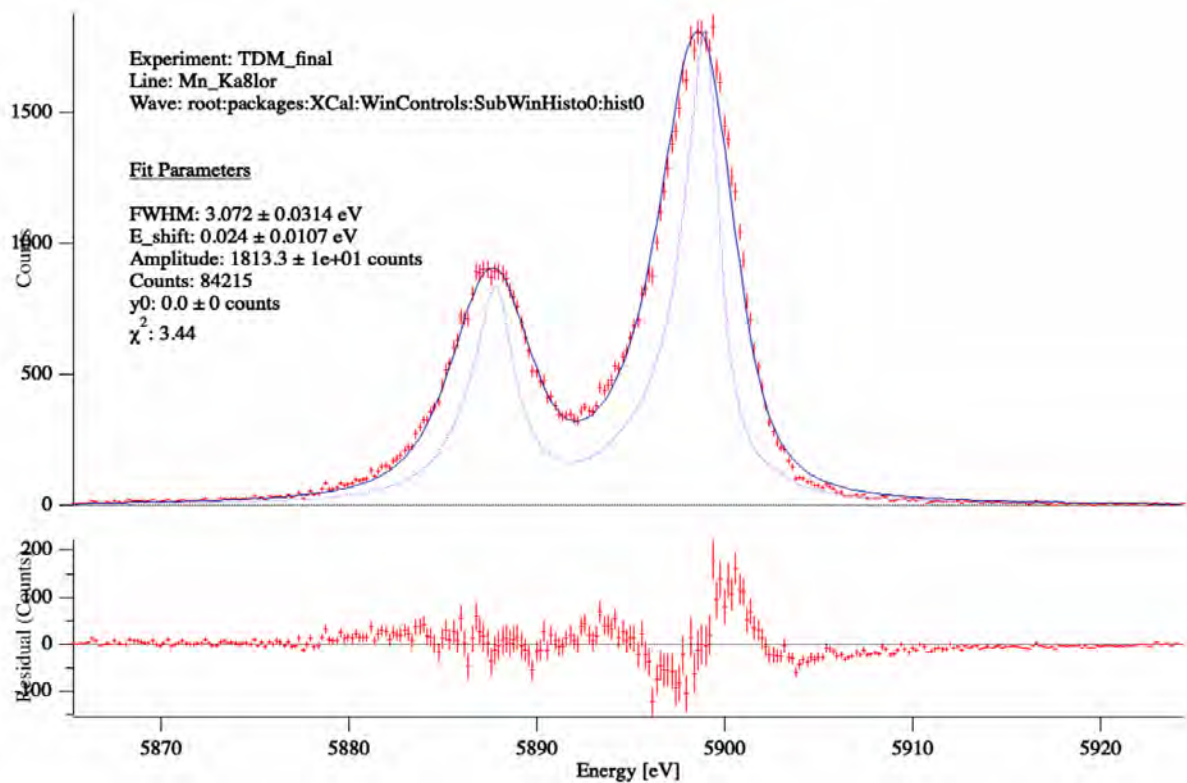


FIGURE 4.33 : Spectre en énergie du complexe de raies Mn-K α obtenu en multiplexage TDM de 8 lignes (pixels 1 à 8 de la colonne 7) après une acquisition de 5 h avec un $R/R_N = 25\%$ et $T_b = 55$ mK.

niveau comparable à celui de la caractérisation du *snout* à la NASA/GSFC. Ces travaux m'ont également permis d'utiliser la bobine de champ du *snout* pour compenser le champ magnétique résiduel au niveau des TES.

Tout cela m'a permis d'étudier les performances de la chaîne de détection et de lecture du banc 50 mK. J'ai ainsi mesuré des résolutions en énergie de 2.5 eV en *single channel* et 3 eV en multiplexage TDM de 8 canaux. Ces résultats sont conformes aux attentes du banc 50 mK. Néanmoins, les résolutions sont plus élevées que celles observées lors de la caractérisation du *snout* à la NASA/GSFC, avec une chaîne de lecture similaire (2 eV en *single channel* et 2.4 eV en TDM 32). Cela révèle que des améliorations des performances du banc 50 mK sont possibles et nécessaires, notamment sur la stabilité thermique ou encore la CEM.

J'ai participé à l'installation et au câblage d'une chaufferette pour l'asservissement en température de l'étage FAA de l'ADR. Grâce à elle, j'ai pu obtenir une stabilité thermique de $\sim 3 \mu\text{K}$ rms au niveau du *snout*. L'analyse de l'amélioration de la résolution en énergie avec la chaufferette est toujours en cours. Le filtrage de son circuit d'alimentation n'est pas encore finalisé au moment de l'écriture du manuscrit. Les résultats préliminaires confirment cependant la capacité du banc 50 mK à réaliser la validation fonctionnelle de la chaîne de lecture du X-IFU.

Chapitre 5

Validation de la chaîne de lecture du X-IFU

Un des objectifs principaux du banc 50 mK est la validation fonctionnelle de l'électronique de lecture chaude du X-IFU. Les modèles de démonstration du DRE-RAS, DRE-DEMUX et WFEE seront progressivement intégrés à la chaîne de lecture actuelle, en remplacement des équipements de la NASA/GSFC et du NIST. Durant l'été 2022, j'ai participé, avec l'équipe DRE, à la validation du tout premier bloc de la nouvelle chaîne de lecture : la démonstration fonctionnelle du RAS (Sec. 2.3.3.2). Je présente dans ce chapitre ma contribution aux tests de validation, dans l'optique de la validation complète de la chaîne de lecture du X-IFU.

5.1 Premier pas dans la procédure de démonstration

Le principal objectif du banc 50 mK est la validation fonctionnelle de la chaîne de lecture du X-IFU. Le maintien des fonctionnalités de la chaîne de lecture devra se faire tout en minimisant l'impact sur les performances de la chaîne de lecture actuelle. Le banc 50 mK possède actuellement une chaîne de lecture complète développée par la NASA/GSFC et le NIST (voir Sec. 4.1.4). Les différents éléments de l'électronique chaude de la NASA/GSFC et du NIST seront progressivement remplacés par les modèles de démonstration (DM pour *Demonstration Model*) de la chaîne du X-IFU :

- La *Row box* sera remplacée par le modèle de démonstration du RAS (*Row Addressing and Synchronization*).
- La *Column box* sera remplacée par le modèle de démonstration du DEMUX (*Demultiplexer*).
- La *Tower* sera remplacée par le modèle de démonstration du WFEE (*Warm Front-End Electronics*).

L'acquisition et le traitement des données se font actuellement avec la suite de logiciels de la NASA/GSFC (Sec. 4.1.5). Ils se feront alors par des logiciels développés spécifiquement pour le banc 50 mK (Sec. 5.3.2).

Durant l'été 2022 a eu lieu la première phase de la démonstration fonctionnelle de la chaîne de lecture du X-IFU, avec la validation du DRE-RAS sur le banc 50 mK. Il ne s'agissait pas du modèle de démonstration du RAS mais d'un prototype. Il a un niveau de représentativité moins élevé que le modèle de démonstration du RAS. La validation du modèle de démonstration du RAS est prévue sur le banc 50 mK en fin d'année 2023.

Dans ce chapitre, je présente tout d'abord le prototype du DRE-RAS et son rôle dans la chaîne de lecture. J'explique ensuite les tests réalisés sur le banc pour valider son fonctionnement. Je détaille plus précisément mon travail durant ces tests, ainsi que mes analyses des résultats préliminaires, pour arriver à la validation du module RAS. Enfin, je décris les travaux prévisionnels pour une validation de la chaîne de lecture complète du X-IFU, sur le banc 50 mK.

5.1.1 L'adressage des lignes et synchronisation du TDM

Dans un système de multiplexage en temps : le module RAS gère les échantillonnages des mesures (i.e. l'ouverture et fermeture des FAS) et la synchronisation des horloges avec le module DEMUX. Ce dernier gère le dé-multiplexage des signaux. Le principe de fonctionnement du prototype RAS, illustré par la Fig. 5.1, est le suivant :

1. Le RAS génère la *master clock*. Celle-ci est partagée avec le DEMUX pour que les deux éléments utilisent exactement la même fréquence d'échantillonnage.
2. Les mesures sont effectuées à la fréquence de la *master clock*. On cherche à avoir une mesure du signal par pixel. Plusieurs mesures sont effectuées et regroupées par paquet, appelé une trame. Le nombre de mesures par trame est la *line period*. Afin de réduire le bruit, les mesures de la trame sont moyennées.

N.B : en réalité, toutes les mesures de la trame ne sont pas prises en compte. Seules les mesures en fin de trame le sont, pour laisser un temps d'ouverture au FAS (voir Fig. 5.6).

3. En divisant la *master clock* par la *line period* on obtient la *line rate* qui est le signal de passage d'une ligne à l'autre dans le TDM. C'est le RAS qui envoie les signaux d'ouverture et fermeture des FAS.
4. En divisant la *line rate* par le nombre de lignes (N) de l'architecture du TDM, on obtient la *frame rate*, qui est le signal de passage d'une trame à la suivante, pour une même ligne.

Pour le banc 50 mK, les valeurs typiques du multiplexage sont : une *master clock* de 245.76 MHz, avec une *line period* de 40 échantillons, soit une *line rate* de 6.14 MHz. Pour un TDM de $N = 32$ lignes, cela donne une *frame rate* de 192 kHz.

Les deux éléments du DRE, le RAS et le DEMUX, vont diviser la *master clock* pour obtenir les fréquences intermédiaires nécessaires au traitement du TDM. Or, en divisant la *master clock*, on perd la phase de la *line rate* car plusieurs signaux peuvent correspondre à une

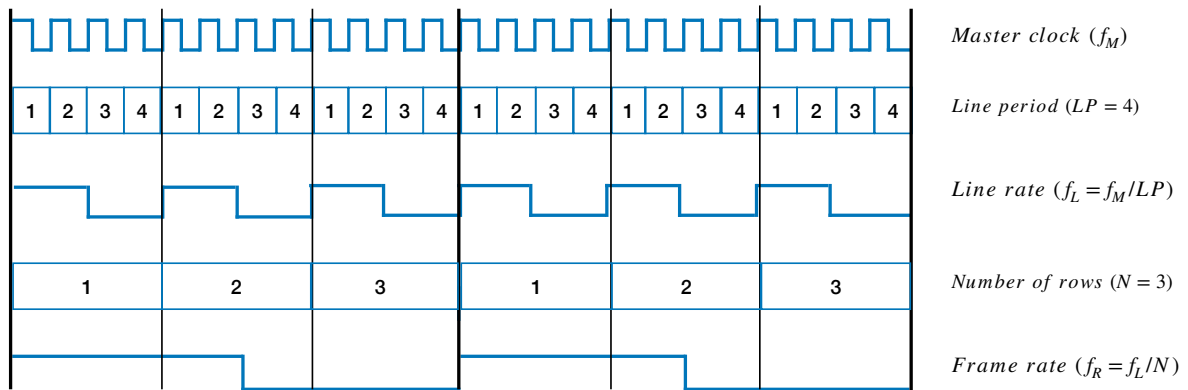


FIGURE 5.1 : Relation entre les différentes fréquences d'échantillonnages du système de multiplexage en temps. La *master clock* est l'horloge de l'échantillonnage du signal de chaque colonne du TDM. La *line period* correspond au nombre d'échantillons dans chaque trame. Un paquet des échantillons de la trame est mesuré et moyenné pour donner une mesure du signal à chaque trame. Les trames sont symbolisées par les lignes verticales noires. La *line rate* correspond à la fréquence de passage d'une ligne à l'autre dans le TDM. N est le nombre de lignes du multiplexage. La *frame rate* est la fréquence d'échantillonnage des trames dans chaque ligne du TDM.

fréquence de *line rate* (voir Fig. 5.2). Pour que les deux éléments utilisent des signaux avec la même phase, les divisions vont se faire à l'aide d'une PLL (*Phase Locked-Loop*, Sakai et al., 2022). La PLL a besoin d'un signal de synchronisation à la plus basse fréquence. C'est le RAS qui sert de référent en partageant la *frame rate* avec le DEMUX.

Dans le cas du X-IFU, les 6 boîtiers DRE utilisent un signal d'horloge de référence, fourni par l'unité de contrôle de l'instrument (ICU, voir Sec. 2.3.5.5), pour générer la *master clock*. L'ICU partage également un signal cadencé à la *frame rate* pour que les 6 boîtiers soient à la même phase. Pour le X-IFU, la *master clock* est cadencée à 125 MHz, avec une *line period* de 20 échantillons, soit une *line rate* de 6.25 MHz. Avec un nombre de lignes de $N = 34$, la *frame rate* est de 183.8 kHz.

5.1.2 Le prototype du DRE-RAS

Pour une validation du module de DRE-RAS dans la chaîne de lecture du banc 50 mK, un prototype a été fabriqué par l'équipe DRE à l'IRAP (Fig. 5.3). Le diagramme fonctionnel de celui-ci se trouve en Fig. 5.4. Il inclut une carte FPGA (OpalKelly XEM7310) pour le calcul numérique des fonctions du RAS. Les horloges (*master clock* et *frame rate*) sont synchronisés avec la *column box*, qui joue le rôle de DEMUX sur le banc. Le principe du prototype DRE-RAS consiste à réaliser le multiplexage en deux temps. D'abord, les signaux numériques en sortie de la carte FPGA sont convertis en tensions par des convertisseurs numérique analogique (DAC121S101). Ce sont des DAC lents, qualifiés pour le spatial, avec une très faible consommation électrique (~ 1 mW). Un DAC délivre la tension d'ouverture (< 3.3 V) et l'autre la tension de fermeture. Puis les tensions sont fournies au multiplexeur (Mux 74HC4053D), pilotés par la carte FPGA, qui va réaliser l'ouverture et la fermeture des

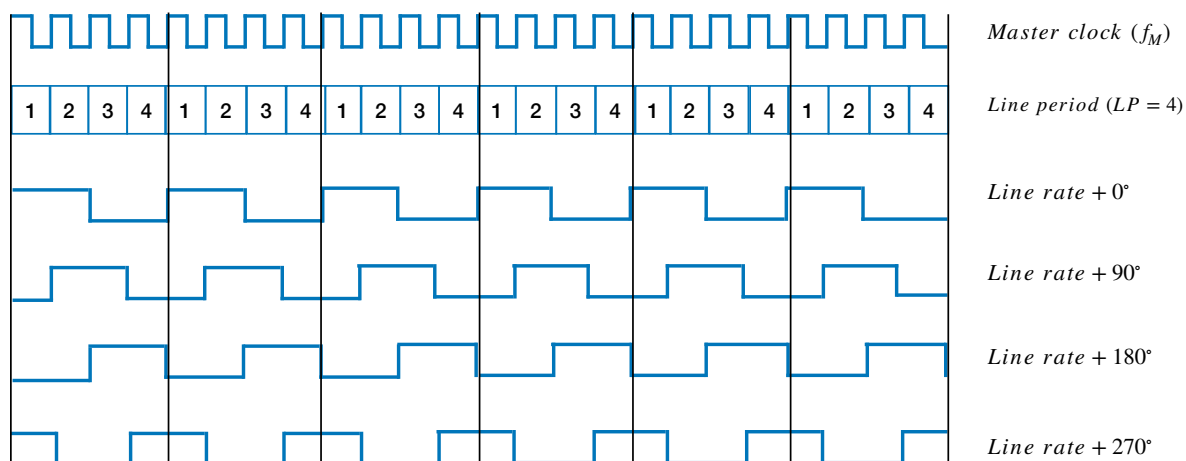


FIGURE 5.2 : Perte de phase lors de la division de fréquences d’une horloge principale. Plusieurs signaux peuvent correspondre à la *line rate* avec une même fréquence. Pour que chaque division de fréquence soit à la même phase il faut utiliser une PLL (*Phase Locked-Loop*) qui synchronise tous les signaux.



FIGURE 5.3 : Face avant du prototype du DRE RAS. La programmation du FPGA se fait avec la prise USB. Les prises SMB CLK_OUT et Sync_Out servent à synchroniser, respectivement, la *master clock* et la *frame rate* avec le DEMUX. Les signaux d’ouverture et fermeture des FAS se font par les prises HDMI. Celles-ci sont divisées en deux groupes : les signaux différentiels ou asymétriques.

FAS à la *line rate*. C’est un modèle spatial, à faible consommation électrique, permettant une commutation en 10 ns (Parot, 2021). Cette stratégie permet de minimiser la consommation électrique du multiplexage, comparée à l’utilisation de DAC très rapides qui rempliraient cette fonction, mais avec une forte consommation électrique (~ 500 mW). Les signaux de sorties sont convertis à la fois en signaux différentiels et en signaux asymétriques (voir Sec. 5.3.1). Les signaux différentiels sont envoyés sur 5 prises HDMI (J1 à J5 sur la Fig. 5.3) et les signaux asymétriques sont envoyés simultanément sur 5 autres prises HDMI (J6 à J10 sur la Fig. 5.3).

En effet, la chaîne de lecture actuelle de la NASA/GSFC et du NIST, basée sur des composants “sur étagère”, utilise une électronique asymétrique. Tandis que la chaîne de lecture du X-IFU utilise une électronique différentielle, beaucoup moins sensible au bruit. Le prototype du RAS est le premier matériel validé sur le banc 50 mK, il doit donc pouvoir être utilisé sur

les deux types de chaîne de lecture. Les tests de validation de ce matériel vont consister à montrer le fonctionnement de cette électronique, dans une architecture de chaîne de lecture de TES. Les tests évalueront également l'impact sur les performances de la chaîne de lecture actuelle sur le banc 50 mK.

5.2 Validation du DRE RAS

Le prototype du DRE-RAS est connecté à la chaîne de lecture actuelle, de la NASA/GSFC et NIST, à la place de la *row box*. Les câbles HDMI 1 à 5 de la *tower* sont branchés aux prises J6 à J10 du RAS (pour les signaux asymétriques). Les câbles coaxiaux de synchronisation avec la *column box* sont branchés aux prises SMB CLK_OUT et Sync_out.

5.2.1 Méthode de validation

Pour valider le fonctionnement du prototype de RAS, on vérifie que ce dernier remplit les fonctions décrites en colonne gauche de la Table 5.1. Pour cela, l'équipe DRE et moi-même avons suivi le plan de tests détaillé en colonne droite de la Table 5.1.

Fonctions	Tests
Les signaux <i>master clock</i> , <i>line rate</i> et <i>frame rate</i> sont correctement générés par le prototype de RAS et ceux-ci sont bien synchronisés avec la <i>column box</i> .	1 - Les signaux en sortie des prises CLK_OUT et Sync_out sont mesurés à l'aide d'un oscilloscope. On vérifie que les changements de paramétrages (nombre de <i>line period</i> , nombre de lignes, etc) fonctionnent.
Les tensions d'ouverture et fermeture des FAS sont correctes et bien multiplexées à la <i>line rate</i> .	2 - Les signaux en sortie des prises HDMI sont mesurés. On visualise des courbes $V-\phi$ et on vérifie que la correspondance entre les lignes logique et physique est correcte (ex : on modifie une polarisation du MUX SQUID n° 1 et on constate que seule la $V-\phi$ du canal n° 1 est impactée).
Les tensions de contre-réaction de la FLL sont envoyées aux MUX SQUID adéquats par la <i>column box</i> .	3 - On visualise des <i>pulses</i> en multiplexage et on vérifie que les <i>baselines</i> restent stables.
La <i>column box</i> arrive à reconstruire les signaux de chaque pixel individuellement et ces signaux peuvent être traités pour retrouver l'énergie des photons X.	4 - On acquiert des données en utilisant le prototype de RAS et on traite les données pour estimer la résolution en énergie de la chaîne de lecture.

TABLE 5.1 : Plan des tests réalisés pour valider les différentes fonctions du prototype du RAS.

Le test **1** (Tab. 5.1) a été mené par l'équipe DRE. La génération des différents signaux d'horloge du RAS était correcte, mais par contre la synchronisation avec la *column box* ne

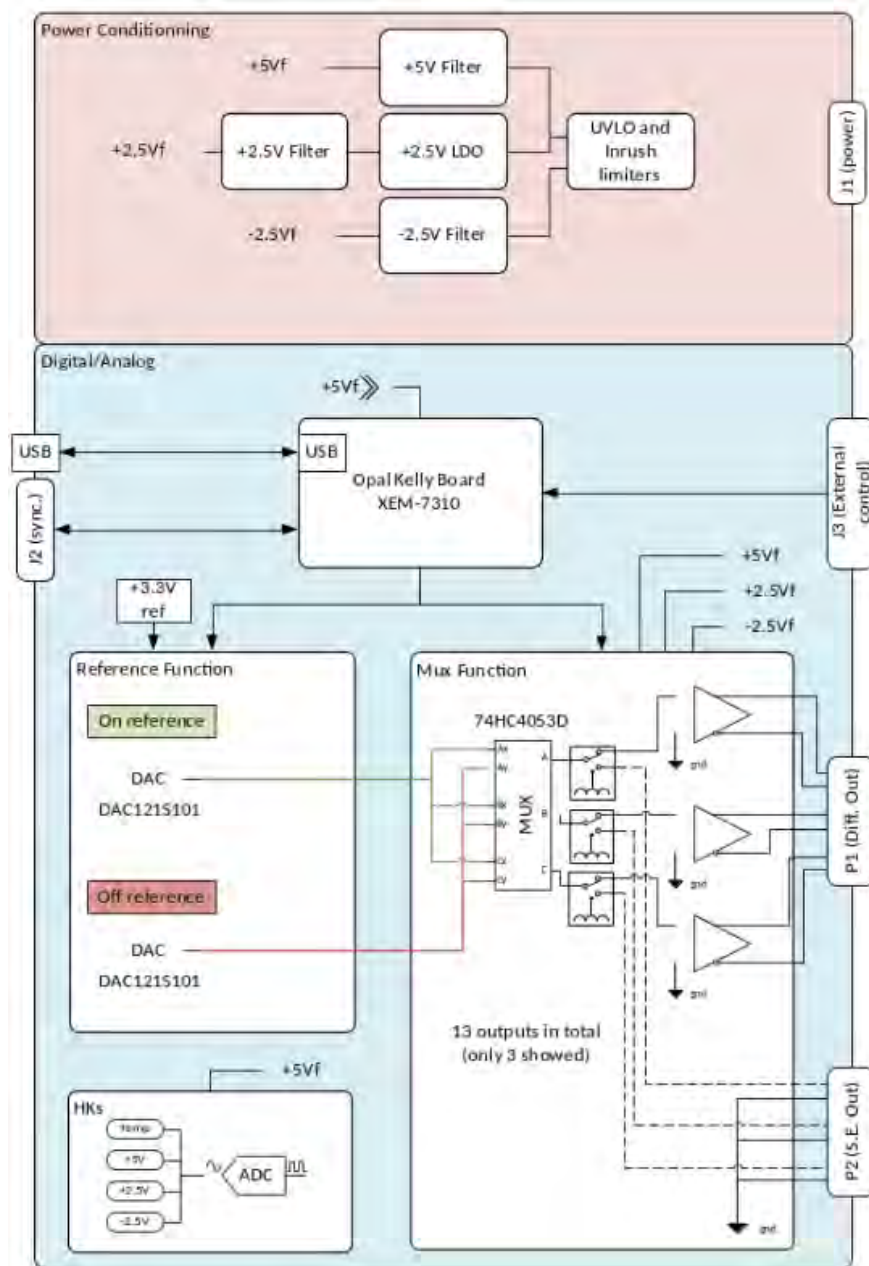


FIGURE 5.4 : Le diagramme fonctionnel en blocs du prototype du DRE RAS. La carte FPGA OpalKelly Board XEM-7310 commande d'un coté les deux DAC121S101, un qui fournit la tension d'ouverture et un autre la tension de fermeture des FAS. Les deux tensions sont envoyées au Multiplexeur 74HC4053D qui sélectionne la sortie et commute rapidement entre ces deux tensions. Les tensions de sorties sont envoyées en signal asymétrique (P2) ou différentiel (P1). Figure reproduite de Parot (2021)

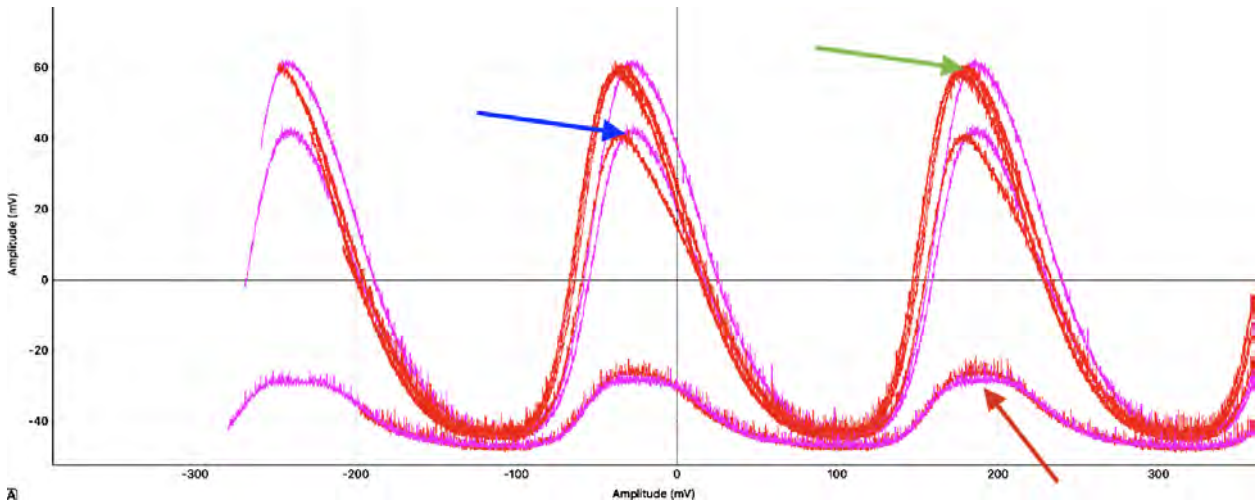


FIGURE 5.5 : Courbes V/Φ des MUX SQUID avec un multiplexage de 7 canaux (20 à 26). Les 3 canaux centraux (22 à 24) ont des courbes caractéristiques attendues (flèche verte). Les canaux de part et d'autre des canaux centraux (21 et 25) ont une réponse plus faible que celle attendue (flèche bleue). Enfin les canaux 20 et 26 ont des réponses très faibles (flèche rouge).

fonctionnait pas. Les divisions de fréquences par les PLL, entre la *row box* et la *column box*, n'étaient pas identiques et de faibles décalages apparaissaient. Pour pallier le problème de décalages, les fréquences des PLL de la *column box* ont été prises comme références pour la suite des tests. Ce choix n'est pas un problème pour la validation du RAS puisqu'à terme, les fréquences de références pour le RAS et le DEMUX seront fournies par une source tierce.

5.2.2 Configuration de la chaîne de lecture

Pour le test 2 (Tab. 5.1), j'ai travaillé en collaboration avec l'équipe DRE. Les personnes de l'équipe DRE ont mesuré la fréquences des signaux dans les câbles HDMI, ainsi que les tensions appliquées, avec un oscilloscope. Les résultats trouvés sont conformes au signal de la *line rate* attendu et les tensions configurées pour le pilotage des FAS. Le test a été réalisé avec un multiplexage de 7 canaux¹. J'ai produit les courbes caractéristiques V/Φ des MUX SQUID utilisés dans la chaîne de lecture correspondante (voir Fig. 5.5). Les courbes de réponses de MUX SQUID n'ont pas toutes les réponses attendues. Les trois canaux centraux ont des réponses correctes, tandis que les autres canaux ont des réponses plus faibles que celles attendues.

Cette anomalie n'est pas un dysfonctionnement du prototype du RAS mais une mauvaise configuration de la chaîne de lecture NASA/GSFC. En effet, a cause des différents convertisseurs analogiques - numériques des éléments de la chaîne de lecture, un retard se produit entre l'instant (t_0) d'application de la tension d'ouverture du FAS, et la détection du signal par l'électronique de lecture (voir Fig. 5.6). Ces valeurs de retard ont été réglées par les personnes de la NASA/GSFC lors de l'installation de la chaîne sur le banc. Le prototype de RAS utilise des composants différents. Pour faire fonctionner la chaîne de lecture

¹Un canal correspond à une ligne de lecture d'un pixel : TES + MUX SQUID + SQUID AMP.

avec le prototype, j'ai dû caractériser les valeurs des retards à compenser dans l'électronique actuelle.

5.2.2.1 Réglage de la synchronisation

Pour prendre en compte le délai entre l'envoi de la tension d'ouverture du FAS et la visualisation de la trame par l'électronique de dé-multiplexage, le logiciel de gestion de l'électronique de lecture permet d'implémenter deux valeurs de retards (voir Fig. 5.6) :

- Le *row delay* est le temps, en nombre d'échantillons, entre l'ouverture du FAS et le début de la trame à traiter par l'électronique de lecture. Ce retard indique à l'électronique quand débute réellement la première trame. Les trames suivantes seront automatiquement espacées de *line period* échantillons. L'ajustement de ce paramètre est primordial pour la reconstruction du signal de chaque pixel lors du dé-multiplexage. Plus la *line period* est petite², plus un mauvais paramétrage du *row delay* est impactant.
- Le *sample delay* est le temps, en nombre d'échantillons, entre l'ouverture du FAS et le début de l'enregistrement des échantillons pour une trame donnée. L'ouverture du FAS ne se fait pas instantanément. Il faut attendre un certain nombre d'échantillons avant que la réponse du FAS soit maximale et pouvoir commencer l'acquisition des échantillons de la trame. Le temps d'ouverture du FAS, en nombre d'échantillons, est toujours le même, quelque soit la taille de la trame. Plus la *line period* est petite et plus le nombre d'échantillons enregistrés par trame est réduit.

Tout passage d'une électronique à une autre modifie les délais de réponse. Il y a toutefois deux types de conséquences : le décalage du début de la trame (*row delay*) se compense totalement par le réglage de l'électronique, tandis que le temps de montée pour l'ouverture du FAS (*sample delay*) a des répercussions sur la performance du système. Plus la zone de réponse stable du FAS est petite, plus le nombre d'échantillons pouvant être enregistrés pour la mesure du signal sera réduit.

Le logiciel TES *Analyzer* (Sec. 4.1.5) permet de visualiser le signal directement en sortie des colonnes, sans dé-multiplexage. Il montre le signal de la trame en fonction du nombre d'échantillons (voir Fig. 5.6). En envoyant la tension d'ouverture du FAS seulement à la première ligne du TDM, seul la trame du premier canal est visible. J'ai ainsi paramétré les valeurs de *row delay* et *sample delay* adéquates pour la validation du prototype du RAS.

5.2.2.2 Validation avec les V/Φ

Le réglage du *row delay* et du *sample delay* permet un dé-multiplexage correct par la *column box*. Cela résout le problème de synchronisation entre les lignes du TDM, illustré sur la Fig. 5.5. Les courbes caractéristiques des MUX SQUID observées avec le prototype du RAS sont similaires à celles observées avec la *row box* (voir Fig. 5.7).

J'ai validé le test 2 (Tab. 5.1) en observant la bonne correspondance des lignes logiques et lignes physiques. Pour cela, j'ai modifié la polarisation d'un MUX SQUID en particulier. Chaque MUX SQUID a une courbe caractéristique propre, légèrement différente des autres

²Pour un taux d'échantillonnage des trames par ligne (*frame rate*) constant, la *line period* est d'autant plus petite que le nombre de lignes du multiplexage est élevé.

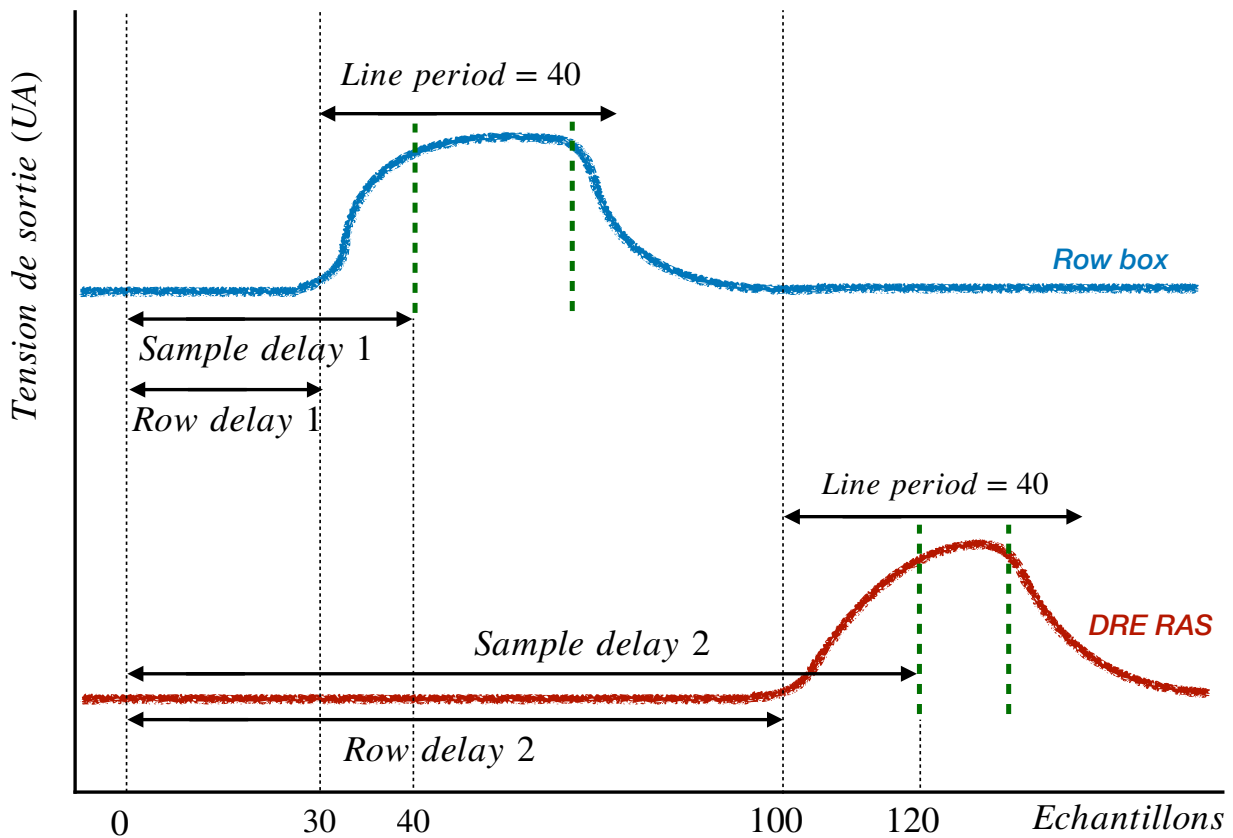


FIGURE 5.6 : Illustration du délai entre l'ouverture du FAS et la visualisation d'une seule trame par l'électronique de lecture, quand on utilise la *row box* (trait bleu) ou bien le prototype du RAS (trait rouge). Le FAS est ouvert à 0 pour la durée d'une trame, soit *line period* échantillons. Le *row delay* indique quand la trame commence réellement pour l'électronique de lecture. Le *sample delay* indique le début de l'enregistrement d'un paquet de n échantillons. La valeur du signal retenue pour la trame est la moyenne des n mesures. Les deux lignes verticales pointillées vertes symbolisent la zone dans laquelle la réponse du FAS est stable, l'endroit où l'acquisition peut être effectuée. N.B : les valeurs numériques des *row delay* et *sample delay* sont indicatives. Le passage d'un matériel à l'autre modifie les délais et la forme de la réponse du FAS, mais la valeur de la tension de sortie est inchangée. Cette figure illustre deux tensions de référence différentes par souci de lisibilité.

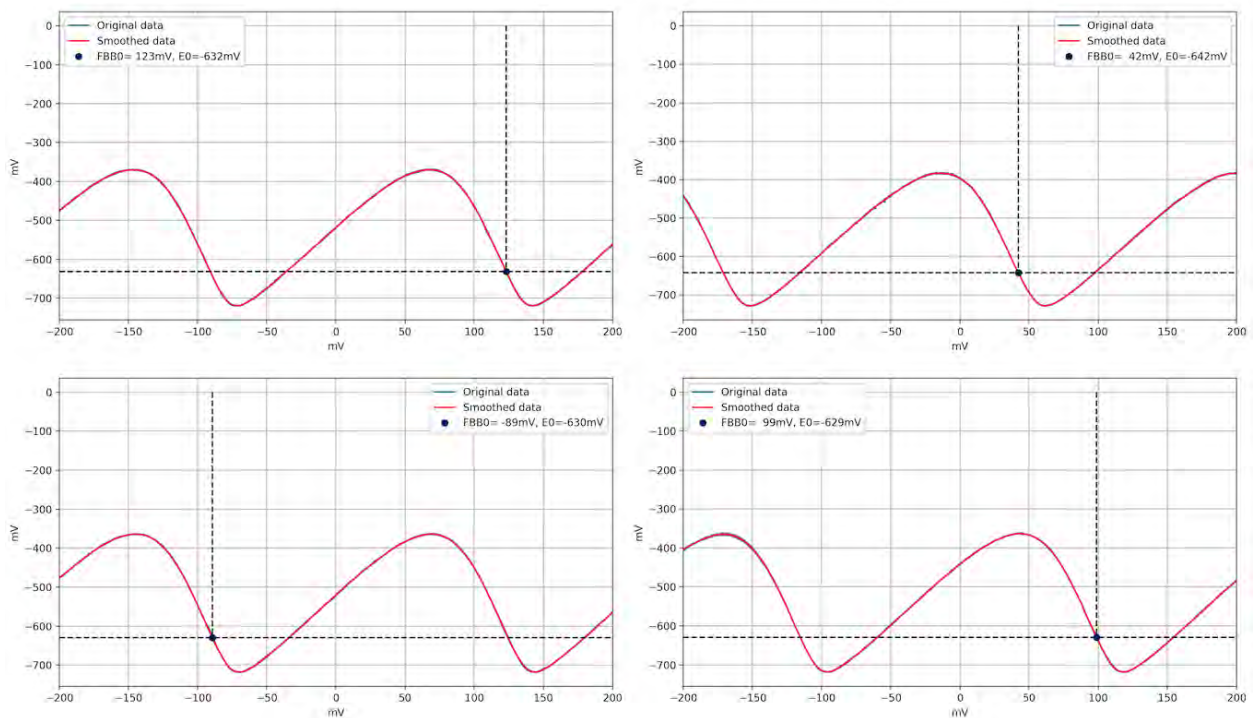


FIGURE 5.7 : Polarisation de 4 MUX SQUID dans le TDM 1×8 lignes avec le prototype du RAS. Les courbes rouges sont les courbes caractéristiques V/Φ de 4 canaux. La ligne pointillée verticale indique la tension de polarisation envoyée au SQUID. La ligne pointillée horizontale indique la tension de réponse du SQUID pour cette polarisation. Crédits : Laurent Ravera (IRAP).

(voir Fig. 5.7). Les changements de tensions de sortie de celui-ci correspondaient bien à la forme de sa courbe de réponse : le dé-multiplexage se fait donc correctement.

5.2.3 Résultats

Le réglage du *sample delay* permet l'acquisition des échantillons au moment de l'ouverture maximale du FAS et donc une mesure optimale du signal pour chaque trame. Si la mesure est correcte, le calcul de la contre-réaction par la DFLL est exact. Le courant de contre-réaction est alors envoyé au bon canal durant le multiplexage. Pour valider le test **3** (Tab. 5.1), j'ai visualisé des *pulses* en utilisant le prototype du RAS pour le multiplexage. Avec un TDM de 32 lignes, une *frame rate* de 192 kHz et donc une *line rate* de 6.144 MHz, les *pulses* étaient similaires à ceux observés avec l'électronique de la NASA/GSFC. Les *baselines* restaient stables, démontrant un bon réglage de la boucle de contre-réaction.

Des sauts phase (*de-lock*, voir Sec. 2.3.1.3) ont toutefois été observés, mais sans régularité. Ces sauts de phase étaient concordants avec des interventions sur d'autres bancs de tests dans la salle blanche, à proximité du banc 50 mK. Ce comportement avait été observé précédemment et ponctuellement avec la *row box*. Les mêmes conditions ont été impossibles à reproduire pour quantifier la susceptibilité électromagnétique du DRE-RAS et de la *row box*. Les décalages des *baselines* sont clairement identifiés dans le traitement des données (voir Fig. 5.10). Cela ne perturbe pas la comparaison des deux électroniques.

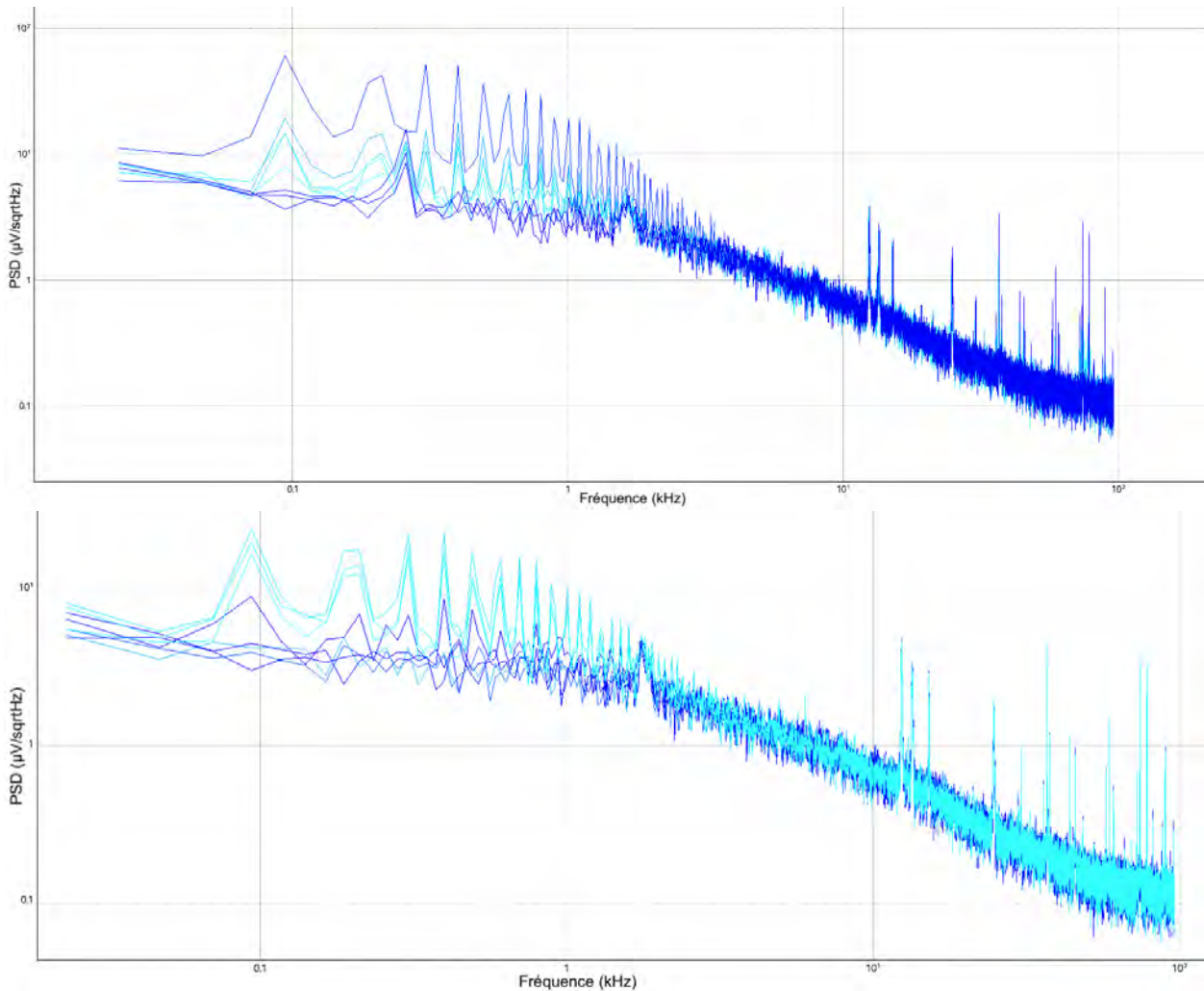


FIGURE 5.8 : Comparaison des spectres de bruit en TDM 1×8 lignes sur les mêmes canaux (1 à 8, de la colonne 7). (Haut) Prototype du RAS, (Bas) *Row box*. Chaque couleur représente un canal différent. Le bruit observé à 100 Hz, avec ses harmoniques, est bien observé sur les mêmes canaux entre le RAS et la *row box*. La différence de couleur provient d’une convention de numérotation différente entre les deux électroniques.

5.2.3.1 Niveaux de bruit

Les niveaux de bruit des chaînes de lectures sont comparés en produisant des spectres de bruit des *baselines*, pendant un multiplexage de 8 lignes (Fig. 5.8). Les mesures ont été faites sur les mêmes canaux (1 à 8, de la colonne 7) et les résultats sont similaires, avec une légère augmentation du bruit pour le prototype du RAS (voir Tab. 5.2). Des raies sont observées à des fréquences bien précises, au dessus de 10 kHz, pour les deux boîtiers. Les canaux qui sont perturbés par une fréquence de 100 Hz, et ses harmoniques paires et impaires, sont les mêmes sur le prototype du RAS et sur la *row box*. Néanmoins, le passage de la *row box* au prototype du DRE-RAS ne perturbe pas l’utilisation de la chaîne de lecture.

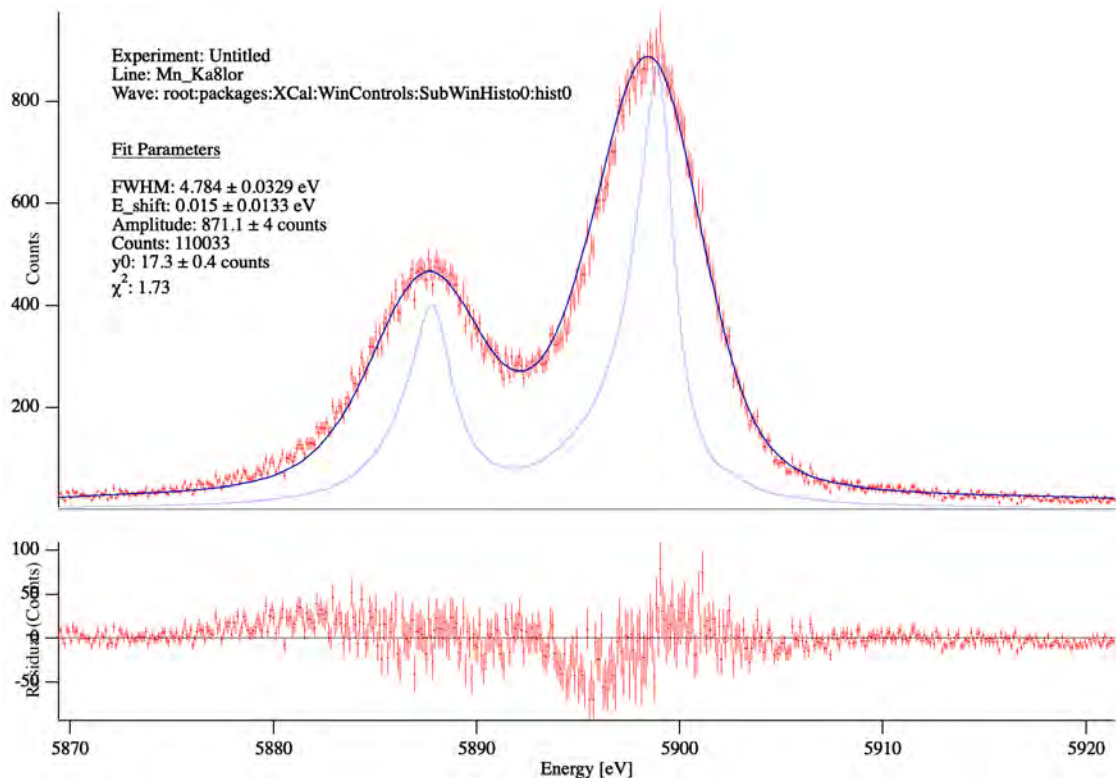


FIGURE 5.9 : Spectre du complexe de raies Mn-K α obtenu avec le prototype du DRE-RAS en TDM 1×8 lignes pour un temps d'exposition de 5 h avec un $R/R_N = 25\%$ et $T_b = 55$ mK.

Matériel	Niveau de bruit ($\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$)		
	100 Hz	1 kHz	10 kHz
Prototype du RAS	3.65 ± 1.8	1.82 ± 0.6	0.4 ± 0.2
<i>Row box</i>	2.43 ± 1.8	1.22 ± 0.6	0.36 ± 0.2

TABLE 5.2 : Comparaison des niveaux de bruit entre le prototype du DRE-RAS et la *Row box*. Les niveaux de bruit ont été mesurés en moyennant les densités spectrales de puissance des *baselines* de 8 canaux en TDM, sur 3 fréquences représentatives.

5.2.3.2 Résolution en énergie

Pour valider le test 4 (Tab. 5.1), j'ai enregistré des *pulses* en multiplexage TDM de 8 lignes. Lors de la validation fonctionnelle de la chaîne de lecture NASA/GSFC, une résolution en énergie de ~ 3 eV a été observée (Fig. 4.33). Pour pouvoir comparer les résolutions entre les deux électroniques (DRE-RAS et *Row box*), les mêmes conditions d'acquisition ont été appliquées. Les mêmes canaux ont été sélectionnés (1 à 8 de la colonne 7), pour un temps d'exposition de 5 h, avec un $R/R_N = 25\%$, une température de $T_b = 55$ mK et un *frame rate* de 192 kHz. Après traitement des données avec la suite de logiciel de la NASA/GSFC (voir Sec. 4.1.5), j'ai obtenu une résolution en énergie de 4.78 eV (Fig. 5.9).

Le traitement des données en multiplexage permet également de visualiser les résultats de

chacun des pixels indépendamment. Les résultats de chaque pixel sont listés dans la Table 5.3. Ces valeurs ne sont pas équivalentes à des résolutions en énergie obtenues en mode *single channel*, puisque l'échantillonnage des trames se fait à la *master clock* et non à la *frame rate*. La liste de ces résolutions montre si un canal a été défectueux pendant l'acquisition et si son résultat a impacté la résolution globale du multiplexage.

Pixel	Résolution (eV)
1	-
2	5.029 ± 0.08
3	3.294 ± 0.07
4	5.030 ± 0.08
5	4.495 ± 0.07
6	-
7	4.458 ± 0.08
8	4.637 ± 0.08
TDM	4.784 ± 0.03

TABLE 5.3 : Résultat des résolutions en énergie de chaque pixel et du multiplexage avec le prototype du DRE-RAS. Les pixels 1 et 6 n'ont pas fonctionné correctement durant l'acquisition et leurs évènements ont été retirés durant l'analyse en TDM.

5.2.3.3 Discussion

Toutes les vérifications du plan de test, Tab. 5.1, ont été validées avec succès. Cela confirme la validation fonctionnelle du prototype du RAS, et plus généralement, l'architecture d'adressage des lignes et de synchronisation du X-IFU. L'utilisation de composants électroniques spatialisables dans le RAS permet de faire fonctionner la chaîne de lecture en TDM. La vérification a été faite jusqu'à un multiplexage de 32 canaux, pour pouvoir être comparée à l'architecture précédente et aux courbes caractéristiques acquises avec la *row box*.

L'acquisition des *pulses* a été réalisée en multiplexage de 8 canaux, avec les mêmes canaux que ceux utilisés avec la *row box*, pour pouvoir comparer raisonnablement les résultats. La baisse de résolution observée avec le prototype du RAS n'est pas justifiée uniquement par l'utilisation de ce matériel. Au moment de l'acquisition des données, des perturbations liées à l'environnement dans la salle blanche, ont été observées. Ces perturbations sont révélées par un fort taux de sauts de phase des MUX SQUID pendant l'acquisition (Fig. 5.10). Ces sauts de phase sont facilement identifiables et impactent peu la résolution en énergie. En revanche, les interférences (EMI) reçues par l'électronique ont pu détériorer la résolution en énergie. Ce d'autant plus que le boîtier du prototype de RAS n'était pas installé dans la baie informatique au moment de l'enregistrement des données.

La résolution en énergie du pixel 3 lors de l'acquisition des *pulses* avec le prototype du RAS est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec la *row box*. Ceci montre que le prototype du DRE-RAS est capable d'avoir une résolution en énergie suffisante pour les performances demandées sur le banc (voir Tab. 4). Pour obtenir de meilleurs résultats, il faudra diminuer la susceptibilité électromagnétique du banc et de la chaîne de lecture (Sec.

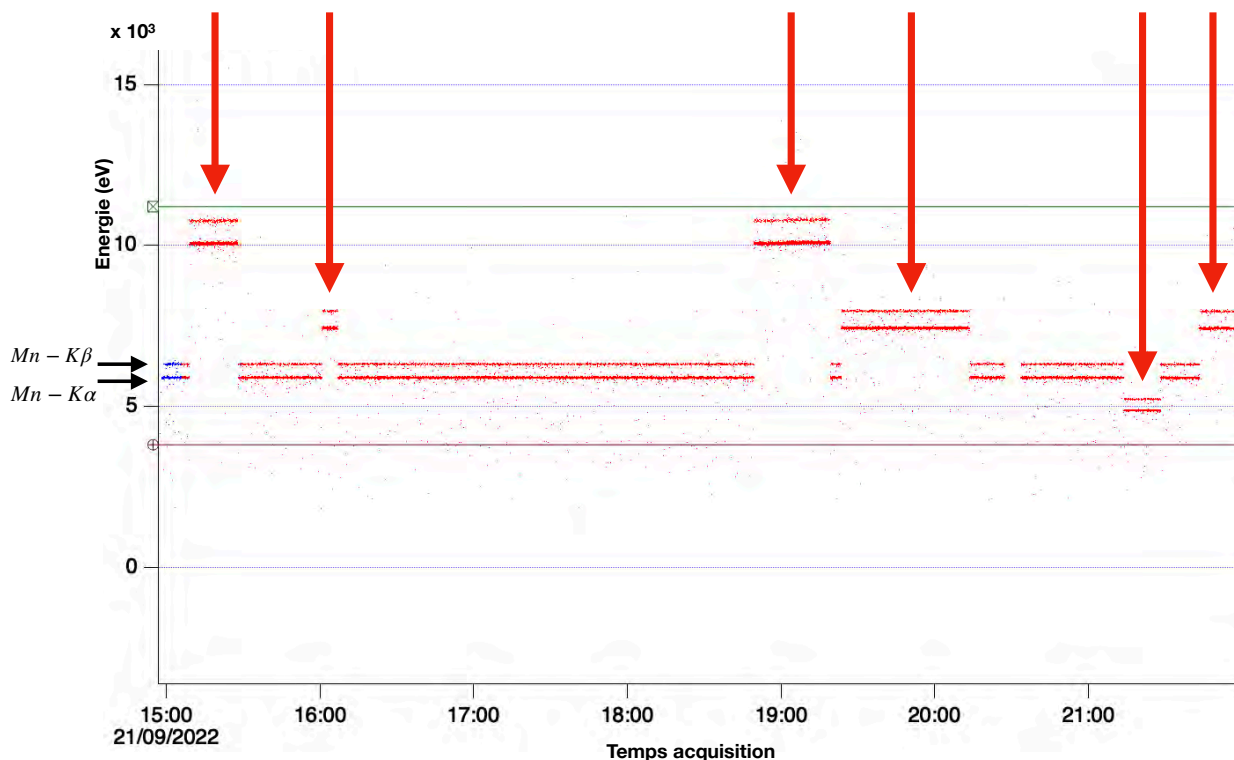


FIGURE 5.10 : Energies mesurées durant l’acquisition avec le prototype de DRE-RAS, pour un pixel donné. Seulement deux bandes principales correspondant à Mn-K α et Mn-K β , devraient être visible. Les sauts de phase (flèches rouges) décalent les *baselines* avec un écart précis, correspondant à un multiple de Φ_0 du MUX SQUID.

4.3.2), améliorer la stabilité de la régulation thermique du cryostat (Sec. 4.3.4) et également améliorer le réglage de la synchronisation du RAS avec le DEMUX (Sec. 5.2.2.1).

5.3 Perspectives des validations de la chaîne de lecture

Le banc 50 mK doit permettre de valider tous les prototypes de l’électronique chaude du X-IFU. Les détecteurs et l’électronique froide, développés par la NASA/GSFC et le NIST, resteront en place mais devront être adaptés pour fonctionner avec les modèles de démonstrations de la chaîne de lecture du X-IFU.

5.3.1 Adaptation du banc

L’électronique de lecture du X-IFU utilise une méthode de transmission différentielle du signal. Alors qu’un signal asymétrique est transmis par une tension (différence de potentiel par rapport à la masse), un signal différentiel est transmis par l’intermédiaire d’une paire de fils, l’un envoyant la moitié de la tension du signal ($\frac{1}{2} V_+$) et l’autre la moitié de son inverse ($-\frac{1}{2} V_-$). Cette méthode est moins sensible aux perturbations de mode commun (voir Sec. 4.3.2 et Kaiser, 2004).

Il est possible de conserver le *snout* et la *terminator card*, mais la carte 3 K doit être modifiée

pour pouvoir fonctionner en signal différentiel. Les *flexes* traversant les étages du cryostat devront être remplacés. La solution actuelle est de les remplacer par des paires torsadées assemblées en nappe. Le passage étanche pour sortir du cryostat doit être fabriqué spécialement pour le banc. Les paires torsadées se connecteront au passage étanche avec des connecteurs micro-D.

Le prototype du RAS inclus deux types de sorties HDMI avec des signaux asymétriques, pour l'électronique actuelle, et des signaux différentiels. Il a pu être validé sur la configuration actuelle et il fonctionnera également avec la nouvelle configuration. Le prototype du DEMUX remplacera la *column box* dans la baie informatique. Le prototype du WFEF remplacera la *tower* au dessus du cryostat. L'installation de ces deux prototypes demandera une électronique entièrement différentielle.

5.3.2 Les logiciels de gestion de l'électronique du banc 50 mK

Les outils de gestion de l'électronique de lecture sont pour l'instant des logiciels fournis par la NASA/GSFC. Pour l'utilisation des prototypes la chaîne de lecture du X-IFU, le banc doit se doter de ses propres outils de gestion de l'électronique et de traitement des données. Les logiciels actuels sont divisés en deux catégories :

- Le réglage de la chaîne électronique : le logiciel TES *Analyser* permet d'envoyer et visualiser les signaux en entrée ou en sortie de la *tower*. Le *xDM-TDM* (Fig. 4.15) permet de piloter les boîtiers *column box* et *row box* pour la gestion du TDM. Toutes ces fonctions seront gérées par le logiciel **X-IFU Studio**, installé sur le PC EGSE (Fig. 4.11).
- Le traitement des données : la suite de scripts installée sur le logiciel *Igor Pro 64* permet de réaliser la série de traitements des données nécessaires pour l'analyse des *pulses* (Sec. 4.1.5). Ces traitements se feront avec l'environnement **XIFUFWK**.

5.3.2.1 X-IFU Studio

Le programme X-IFU Studio est un logiciel dédié à la gestion du banc pendant l'acquisition de données. Son rôle est de régler les paramètres nécessaires au fonctionnement de la chaîne de lecture durant une acquisition, et de centraliser les informations nécessaires aux utilisateurs pour la vérification d'un bon fonctionnement. Il est composé d'une interface graphique pour une facilité d'utilisation de ses fonctions.

Le programme est actuellement utilisé pour contrôler un ArduinoTM qui sert à manoeuvrer la roue à filtres au bas du cryostat. Il sert également à commander le relais pour la connexion/déconnexion de la prise LEMO de l'interrupteur thermique. A terme, X-IFU Studio récupérera les données relatives au cryostat et la thermométrie pendant les acquisitions. Des scripts existent déjà pour se connecter aux différents matériels du banc : PC Entropy et ponts de mesures de thermométrie. J'ai utilisé ces scripts pour écrire deux fonctions. La première permettant de récupérer la tension et le courant en sortie de l'ADR afin de vérifier la recharge de l'ADR et le temps restant en régulation. La seconde pour enregistrer les températures des thermomètres FAA (AVS 47-B) et FAA2 (*LakeShore* AC 372) afin d'estimer la stabilité de la régulation thermique.

Le X-IFU Studio contrôlera également les prototypes de l'électronique chaude installés sur le banc. Pour cela il devra piloter les fonctionnalités suivantes :

- Envoi des tensions de polarisation
- Visualisation du signal en entrée du DRE
- Pilotage de la mesure des courbes caractéristiques V/Φ
- Réglage automatique du point de polarisation du MUX SQUID (Fig. 5.7)
- Détection des *pulses* et enregistrements des données associées
- Paramétrage de la boucle de contre-réaction DFLL
- Visualisation des spectres de puissance des *baselines*

5.3.2.2 XIFUFWK

Le XIFUFWK (pour *X-IFU Framework*) est un environnement logiciel, développé par le CNES, basé sur des jupyter notebooks³ en langage de programmation Python. Son rôle est de fournir à la communauté du consortium X-IFU des outils communs pour l'analyse de données issues de différentes installations : NASA/GSFC, SRON, IRAP, etc.

Le principe du XIFUFWK est de convertir les données brutes enregistrées (*event records*), par n'importe quelle électronique de lecture de TES, en un format unique pouvant être traité par son environnement. Pour cela, le logiciel utilise une liste de paramètres qui doit être adaptée suivant le format des données enregistrées par la chaîne de lecture. J'ai adapté cette liste de paramètres pour les données extraites du banc 50 mK. En effectuant une analyse de données en parallèle, sur les logiciels existants et sur XIFUFWK, j'ai pu valider sa capacité à retrouver la résolution en énergie des détecteurs. Les données acquises sur le banc de test 50 mK serviront à valider les fonctions du programme tout au long de son développement.

5.4 Conclusion

Tous les tests de la Tab. 5.1 ont été réalisés avec succès, validant ainsi les fonctionnalités nécessaires du prototype du DRE-RAS. Le test **1** a été mené par l'équipe DRE. J'ai configuré une synchronisation adéquate entre les éléments DRE-RAS et *Column box* pour le **2**. Cela m'a permis de valider les tests **3** et **4**. L'acquisition de données avec une résolution en énergie de 4.8 eV en TDM de 8 canaux, valide les fonctionnalités du prototype du DRE-RAS dans la chaîne de lecture NASA/GSFC actuelle.

Néanmoins, des travaux en cours sur le banc 50 mK (amélioration de la stabilité thermique et réduction des bruits électroniques dans la chaîne de lecture) sont nécessaires pour quantifier correctement l'impact des modèles de démonstration de la chaîne de lecture sur la résolution en énergie. La résolution de 3.3 eV, du seul pixel 3 (Fig. 5.11) durant l'acquisition TDM, bien inférieure à la résolution globale (4.8 eV), illustre que des optimisations de réglage de la chaîne de lecture sont réalisables.

³<https://jupyter.org/>

5.4. CONCLUSION

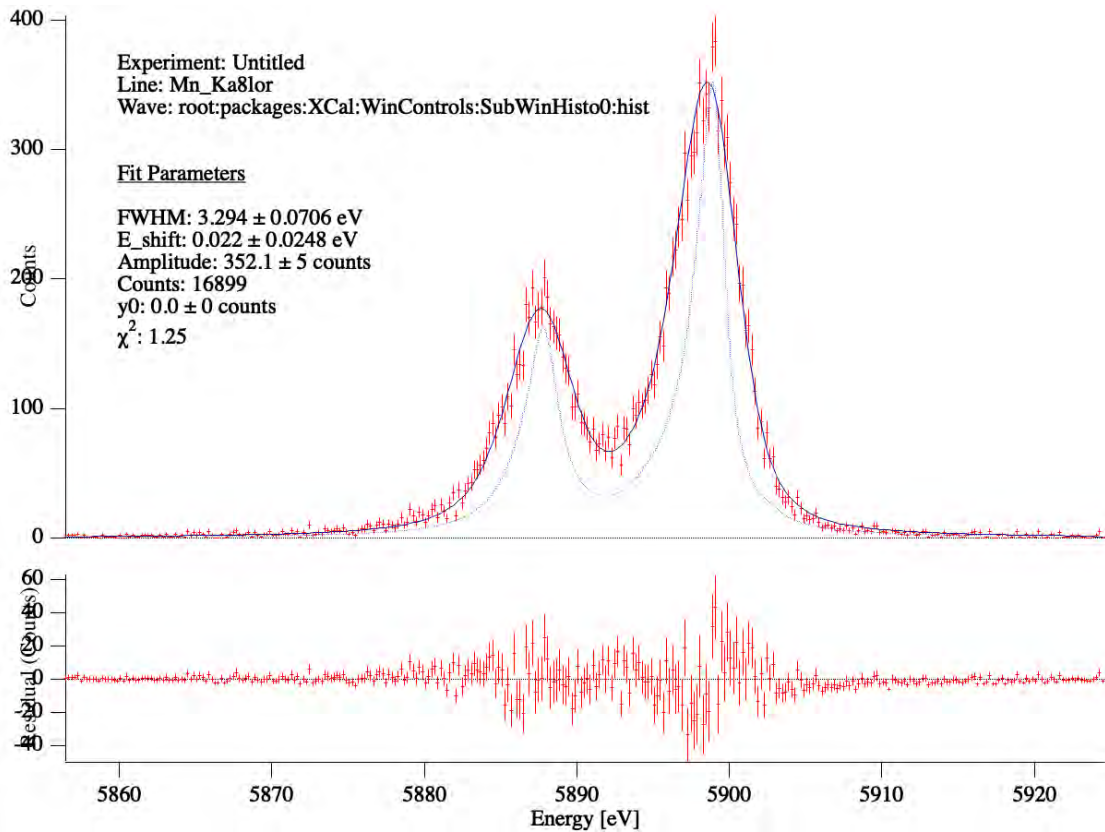


FIGURE 5.11 : Spectre du complexe de raies Mn-K α obtenu avec le pixel 3 lors de l'acquisition en TDM avec le prototype du DRE-RAS.

Ces optimisations devront être réalisées en parallèle de l'évolution du banc 50 mK pour recevoir les futurs modèles de démonstration du DRE-DEMUX et WFEE. Cette évolution amènera un changement du logiciel de gestion de l'électronique de lecture (XIFU Studio) et un nouvel environnement pour le traitement des données acquises sur le banc 50 mK (XIFUFWK).

Conclusion et perspectives

Au cours de cette thèse, j’ai étudié deux aspects différents mais complémentaires du développement du X-IFU : ses performances scientifiques attendues avec l’utilisation de simulations numériques pour produire des observations réalistes du futur instrument, et ses performances instrumentales avec un banc de test cryogénique permettant de valider le fonctionnement de la chaîne électronique de lecture du X-IFU. Je présente dans cette section les résultats principaux que j’ai obtenus durant ma thèse, ainsi que des pistes d’ouvertures par rapport aux travaux en cours.

Résultats principaux

Faisabilité de l’analyse des groupes de galaxies distants avec le X-IFU

Les simulations d’observations, reproduisant le fonctionnement de bout-en-bout de l’instrument, sont un excellent outil pour la validation des objectifs scientifiques de la mission. J’ai adapté les codes informatiques de [Cucchetti et al. \(2018a\)](#) pour que ceux-ci fonctionnent avec la simulation hydrodynamique cosmologique Hydrangea. Cela m’a permis d’obtenir des observations simulées de groupes de galaxies distants ($z = 2$) avec le X-IFU. J’ai développé un programme qui modélise des profils de brillance de surface et des profils projetés de température et d’abondances, à partir des caractéristiques thermodynamiques tridimensionnelles de l’amas. Une particularité de cette modélisation est qu’elle prend en compte la dispersion intrinsèque des caractéristiques thermodynamiques de la simulation. En ajustant les modèles reconstruits avec une méthode MCMC, les profils de densité électronique et de pression ont été retrouvés avec une précision de 20 %, et les profils de température et d’entropie avec une précision de 50 %, dans la région $\leq R_{500}$. Ces valeurs, pour les profils thermodynamiques, ont été obtenues avec un temps d’exposition de 100 ks. Un temps d’exposition de 1 Ms a été nécessaire pour retrouver les profils d’abondances du fer et du silicium. Il faut aussi noter que ce résultat a été obtenu avec un seul cas d’étude et qu’une analyse sur une population de groupe de galaxies est nécessaire pour évaluer les biais statistiques de la méthode.

Optimisation du banc de test cryogénique “50 mK” et de sa chaîne de lecture

La fonction principale du banc de test cryogénique, développé par l’IRAP et le CNES, est la validation fonctionnelle des électroniques de la chaîne de lecture complète du X-IFU. Durant ma thèse, j’ai pu participer avec Sophie Beaumont, à la fin de la caractérisation technique du banc en 2020, et à l’installation des éléments de la chaîne de détection et de lecture de la NASA/GSFC et du NIST en 2021. J’ai pu continuer de collaborer avec elle et l’équipe de la NASA/GSFC pour paramétrer cette chaîne de lecture, notamment en multiplexage TDM. J’ai ensuite participé aux travaux d’optimisation de la compatibilité électromagnétique du

banc 50 mK qui ont conduit à retrouver un niveau de bruit plus proche de celui observé lors des tests de caractérisation du *snout* à la NASA/GSFC. Grâce à cela, j'ai pu régler la compensation du champ magnétique au niveau des détecteurs et réaliser des acquisitions de données, afin d'estimer la résolution en énergie de la chaîne de lecture actuelle. J'ai ainsi obtenu 2.52 ± 0.06 eV en *single channel* et 3.07 ± 0.03 eV en multiplexage TDM de 8 lignes. Ce résultat est compatible avec les attentes du banc 50 mK, mais des améliorations sont encore nécessaires, en termes de réduction de bruits électroniques et de stabilité thermique, pour faire fonctionner la chaîne de lecture en TDM de 32 lignes. Les résolutions en énergie obtenues, suite à l'optimisation du banc 50 mK, confirment qu'il peut être utilisé pour la validation fonctionnelle des modèles de démonstration de la chaîne de lecture du X-IFU. Il faut toutefois limiter le nombre de lignes (≤ 8) du multiplexage pour avoir un niveau de bruit convenable durant les acquisitions.

Validation fonctionnelle du prototype du module RAS du DRE

J'ai participé, avec l'équipe de développement du DRE, à la validation fonctionnelle du premier prototype de la chaîne de lecture du X-IFU : le module d'adressage des lignes et de synchronisation (RAS). Après avoir configuré la synchronisation avec la *column box* de la chaîne de lecture NASA/GSFC, j'ai effectué les acquisitions et traitement des données sur le banc 50 mK. Une résolution en énergie de 4.78 ± 0.03 eV a été obtenue en TDM de 8 lignes, avec une résolution de 3.29 ± 0.07 eV pour le meilleur pixel. Ce résultat valide l'architecture d'adressage des lignes et du synchronisation du modèle de démonstration. Des améliorations du banc 50 mK, en stabilité thermique et compatibilité électromagnétique, seront néanmoins nécessaires pour la poursuite des tests de validation, avec un multiplexage de 32 lignes, des prototypes de l'électronique de lecture du X-IFU.

Perspectives et travaux en cours

Synergie avec le WFI

Durant ma thèse, j'ai également utilisé le simulateur d'instrument SIXTE pour réaliser des observations simulées, du groupe de galaxies d'Hydrangea, avec le second instrument d'Athena : le WFI. Je n'ai cependant pas eu le temps de quantifier l'amélioration de reconstruction des profils thermodynamiques du groupe de galaxies, grâce à ces observations. Le sur-échantillonnage de la PSF par les pixels du WFI devrait cependant améliorer la reconstruction des profils de densité.

Profils de masse de gaz et masse totale en équilibre hydrostatique

A partir des profils thermodynamiques tridimensionnels reconstruits par la modélisation, il est possible de calculer les profils de masse de gaz et masse totale du groupe de galaxies en équilibre hydrostatique. Il faut cependant adapter la modélisation actuelle pour prendre en compte la dispersion intrinsèque à la simulation des quantités thermodynamiques, dans le calcul de ces profils.

Régulation de la température des TES par une chauffelette

J'ai participé à l'installation d'une régulation en température de l'étage FAA de l'ADR au plus près des détecteurs. J'ai pu obtenir une stabilité thermique de $\sim 3 \mu\text{K}$ rms. Des optimisations ultérieures du PID d'asservissement de cette régulation ont permis d'obtenir

une stabilité de $\sim 1.5 \mu\text{K}$ rms (Roudil et al., in prep.). L'impact de l'amélioration de la stabilité thermique sur la résolution en énergie de la chaîne de lecture n'a pas encore été évalué. Le filtrage du circuit de l'alimentation de la chaufferette est en cours d'élaboration et d'évaluation.

Amélioration de la compatibilité électromagnétique du banc 50 mK

Le plan de masse du banc 50 mK, utilisant une longue tresse en cuivre, est inadapté à hautes-fréquences. Un regroupement de toutes les électroniques (lecture des TES et pilotage de la cryogénie) dans une seule baie permettra un maillage adéquat de la mise à la masse des électroniques sur la structure de la baie. D'autres travaux d'optimisation de la CEM sont actuellement en cours, comme le filtrage du circuit du *Magnet sense* ou l'évaluation de l'impact du rayonnement du transformateur d'isolement sur les électroniques de la baie.

Validation fonctionnelle de l'ensemble de la chaîne de lecture du X-IFU

La validation fonctionnelle du module DRE-RAS a pu être réalisée, car ce dernier fonctionne à la fois en électronique asymétrique et différentielle. La poursuite des tests de validation, pour tous les prototypes de la chaîne de lecture du X-IFU, demande de passer toutes les électroniques de lecture en signal différentiel. Cela nécessite de changer la traversée étanche sous la *tower*, les *flexes* et la carte 3 K.

Conclusion générale

La reformulation en cours de la mission Athena par l'ESA va nécessiter de ré-évaluer ses performances, et celles du X-IFU. Les résultats présentés précédemment, obtenus avec la configuration actuelle de l'instrument, peuvent ne plus être valables avec la nouvelle configuration. Les méthodes mises en place durant ma thèse pourront cependant être utilisées avec la configuration future, que ce soit pour l'étude des performances scientifiques ou instrumentales. Les simulations numériques pourront être reproduites avec les nouveaux fichiers de paramétrages. Les travaux de réduction des bruits électroniques seront toujours utiles, quelque soit la chaîne de lecture installée sur le banc 50 mK. Les documents que j'ai écrits pour expliquer l'utilisation du cryostat, ou de la chaîne électronique NASA/GSFC, pourront servir à produire la documentation ultérieure pour la validation des modèles de démonstration de la chaîne de lecture du X-IFU. Le banc 50 mK servira par la suite à valider les sources X d'étalonnage de l'instrument. Tous ces travaux sont une pierre à l'immense édifice qu'est le X-IFU de la mission Athena.

Table des figures

1.1	Histoire de l'Univers	5
1.2	Mesure des anisotropies du CMB par Planck	6
1.3	La toile cosmique	8
1.4	Ajustement des paramètres cosmologiques avec les amas	10
1.5	Spectre de l'émission X de l'ICM	11
1.6	Profil de masse adimensionné des amas	13
1.7	Profils de densité électronique et pression de l'ICM	14
1.8	Profils de températures d'amas CC et NCC	15
1.9	Profils d'entropie	17
1.10	Comparaison de profils thermodynamiques d'amas simulés et observés	19
1.11	Rétroaction des AGN dans les amas de galaxies	20
1.12	Rapport des abondances par rapport au fer	21
1.13	Taux de formation d'étoiles en fonction du <i>redshift</i>	24
2.1	Opacité de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde	26
2.2	Schéma d'une configuration de miroirs de Type Wolter-I	27
2.3	Spectre en énergie de l'amas de Persée vu par Hitomi	28
2.4	Schéma du télescope spatial Athena	30
2.5	Schéma du miroir d'Athena fait de SPO	31
2.6	Caractéristiques des optiques d'Athena	32
2.7	Le <i>Wide Field Imager</i>	33
2.8	Le diagramme fonctionnel simplifié du X-IFU	34
2.9	Schéma de fonctionnement des micro-calorimètres	35
2.10	Courbe de résistivité du TES en fonction de T et I	36
2.11	Effet du champ magnétique sur le courant critique des TES	38
2.12	Schéma de fonctionnement du SQUID	39
2.13	Principe de lecture des TES	40
2.14	Schéma d'un exemple d'architecture de TDM avec 2 lignes et 2 colonnes	42
2.15	Effet des différentes sources de bruit au niveau des TES	44
2.16	Prototype du module de la matrice de TES	45
2.17	Principe de fonctionnement du Cryo-AC	46
2.18	Ensemble du plan focal du X-IFU	47
2.19	Classement en résolution des évènements	50
3.1	Simulation Hydrangea	55
3.2	Carte des température EM projetées	58

TABLE DES FIGURES

3.3	Distribution des particules en fonction de n_e et de T	59
3.4	Organigramme du fonctionnement de SIXTE	61
3.5	Observation simulée par X-IFU d’un groupe distant	64
3.6	Pixélisation du profil de brillance de surface	65
3.7	Anneaux pour l’analyse spectrale	66
3.8	Spectre en énergie avec modèles émission amas plus fond X	67
3.9	Diagramme de la modélisation directe	68
3.10	Dispersion des quantités thermodynamiques dans une coquille	70
3.11	Transformée d’Abel	72
3.12	Observables projetées du modèle de validation	75
3.13	Reconstruction de n_e du modèle de validation	76
3.14	Profil de P reconstruit du modèle de validation	77
3.15	Effet de “mélange” le long de la ligne de visée	78
3.16	Profil de brillance et résultats de l’analyse spectrale du groupe à $z = 2$	79
3.17	Quantités thermodynamiques radiales en 3D du groupe de galaxies à $z = 2$	81
3.18	Effet de l’orientation et du temps d’exposition	83
3.19	Observation simulée avec WFI	86
4.1	Le banc cryogénique CNES-IRAP “50 mK”	90
4.2	Schéma du cryostat	92
4.3	Schéma de la structure du banc 50 mK	93
4.4	Cycle de fonctionnement de l’ADR	94
4.5	Les différents étages du cryostat	96
4.6	Schéma en coupe de l’ADR	97
4.7	Descente en froid de 300 K à 50 mK	98
4.8	Le <i>snout</i> et la carte 3 K	101
4.9	La <i>tower</i> et l’électronique TDM de la NASA/GSFC	102
4.10	Les boîtiers de lecture en mode <i>single channel</i>	103
4.11	Plan du réseau local Ethernet du banc 50 mK	105
4.12	Courbe caractéristique du MUX SQUID pour un canal	106
4.13	Courbes caractéristiques des TES	107
4.14	<i>Pulse</i> détecté en <i>single channel</i>	108
4.15	Logiciel xDM-TDM	109
4.16	Courbes caractéristiques des MUX SQUID en TDM 32 canaux	110
4.17	<i>Pulses</i> en TDM 32 canaux	111
4.18	Spectre obtenu dès la mise en oeuvre de la chaîne NASA/GSFC	112
4.19	Mesures des micro-vibrations dans le banc 50 mK	114
4.20	Niveau de bruit d’un TES pour plusieurs points de polarisation	116
4.21	Premier spectre de bruit mesuré sur le banc 50 mK	118
4.22	Pixel oscillant	119
4.23	Explication de la CEM	121
4.24	Filtres EEseal	123
4.25	Stabilité de la source de courant LakeShore 155	126
4.26	Effet de la bobine de compensation sur les TES	127
4.27	Stabilité de la régulation en température	128
4.28	Chaufferette collée sur l’étage FAA	130

TABLE DES FIGURES

4.29	Test de la chaufferette sur le <i>snout</i>	131
4.30	Courbes caractéristiques des TES ou courbes I/V	132
4.31	Compression de la réponse du SQUID	134
4.32	Spectre en énergie obtenu en <i>single channel</i>	135
4.33	Spectre en énergie obtenu en TDM	136
5.1	Fréquences de multiplexage de la chaîne de lecture	139
5.2	Illustration d'un diviseur de fréquences	140
5.3	Le prototype du DRE RAS	140
5.4	Diagramme fonctionnel du prototype du DRE RAS	142
5.5	Décalage des courbes caractéristiques des MUX SQUID	143
5.6	Réglage de la synchronisation entre RAS et DEMUX.	145
5.7	Polarisation des MUX SQUID	146
5.8	Spectre de bruit avec le DRE-RAS	147
5.9	Spectre obtenu avec le DRE-RAS	148
5.10	Effet des sauts de phase sur l'énergie mesurée	150
5.11	Spectre du meilleur pixel lors du TDM avec le DRE-RAS	153

Liste des tableaux

1.1	Relations d'échelles des amas de galaxies	9
2.1	Principales exigences des caractéristiques du X-IFU	34
2.2	Classement en résolution des évènements	49
3.1	Paramètres cosmologiques des simulations Hydrangea	56
3.2	Caractéristiques de l'amas CE-22 de la simulation Hydrangea	57
3.3	Paramètres des modèles de fond diffus X	63
3.4	Valeurs initiales et probabilités <i>a priori</i> des 12 paramètres libres	74
3.5	Résultats des tests statistiques de Kolmogorov-Smirnov	84
4.1	Caractéristiques des TES du snout sur le banc 50 mK	115
4.2	Niveaux de bruit sur le banc 50 mK	125
4.3	Influence des variations de température sur la résolution	128
5.1	Plan de tests du prototype de DRE-RAS	141
5.2	Comparaison des niveaux de bruit entre DRE-RAS et <i>Row box</i>	148
5.3	Résultat de l'acquisition en TDM avec le prototype de RAS	149

Glossaire

baseline Signal en sortie de la chaîne de détection et lecture du TES, sans aucune détection de photons.

column box Module de dé-multiplexage de l'électronique de lecture chaude de la NASA/GSFC et du NIST.

corner plot Figure en coin triangulaire montrant les projections unidimensionnelles (dans la diagonale) et bidimensionnelles des distributions de probabilité *a posteriori* des paramètres du MCMC.

flexe Circuit flexible connectant la carte 3 K à l'électronique à température ambiante.

frame rate Fréquence de passage d'une trame à l'autre dans une ligne donnée du multiplexage.

line period Nombre d'échantillons dans chaque trame de l'échantillonnage.

line rate Fréquence de passage d'une ligne à l'autre dans le multiplexage.

loom Câble tissée qui rassemblent des paires torsadées en Nb-Ti supraconductrices.

master clock Horloge de la fréquence d'échantillonnage principale du multiplexage en temps.

pulse Forme du signal en sortie du TES lors de la détection d'un photon X.

redshift Décalage vers le rouge des rayonnements cosmologiques dû à l'expansion de l'Univers.

row box Module d'adressage et de synchronisation de l'électronique de lecture chaude de la NASA/GSFC et du NIST.

row delay Nombre d'échantillons entre l'ouverture du FAS et le début de la trame visualiser par l'électronique de lecture.

sample delay Nombre d'échantillons entre l'ouverture du FAS et le début de l'enregistrement des échantillons pour une trame donnée.

single channel Lecture d'un seul et unique TES par la chaîne de lecture, sans aucun multiplexage.

snout Bloc du plan focal du banc 50 mK, développé au NIST, qui comprend les détecteurs TES.

tower Amplificateur faible bruit des signaux des TES et passerelle pour les tensions de polarisation, des TES et SQUID, et contre-réaction des MUX SQUID.

Liste des abréviations

ADC	Analogic Digital Converter
ADR	Adiabatic Demagnetization Refrigerator
AGN	Active Galactic Nucleus
APC	Astroparticules & Cosmologie
APS	Active Pixel Sensor
ARF	Ancillary Response File
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
Athena	Advanced Telescope for High-Energy Astrophysics
AXB	Astrophysical X-ray Background
CC	Cool-Core
CCCM	Channel-Cut Crystal Monochromator
CCD	Charge-Coupled Device
CDM	Cold Dark Matter
CEM	Compatibilité Electromagnétique
CFEE	Cold Front-End Electronics
CIE	Collisional Ionization Equilibrium
CMB	Cosmic Microwave Background
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
COTS	Commercial Off The Shelf
CXB	Cosmic X-ray Background
DAC	Digital Analogic Converter
DC	Direct Current
DEC	Declination
DFLL	Digital Flux Locked Loop
DRE	Digital Readout Electronics
DEMUX	Demultiplexer
DEPFET	Depleted P-channel Field Effect Transistor
EBIT	Electron Beam Ion Trap
EMC	Electromagnetic Compatibility
EMI	Electromagnetic Interference
EP	Event Processor
ETF	Electro-Thermal Feedback
ESA	European Space Agency
FAA	Ferric Ammonium Alum
FAS	Flux Actuated Switch
FD	Fast Detector
FDM	Frequency Domain Multiplexing

FITS	Flexible Image Transport System
FLL	Flux Locked Loop
FPA	Focal Plane Assembly
FPGA	Field Programmable Gate Array
FWHM	Full Width Half Maximum
GGG	Gadolinium Gallium Garnet
GRB	Gamma Ray Burst
GSE	Ground Segment Equipment
GSFC	Goddard Space Flight Center
HEW	Half-Energy Width
ICM	Intra-Cluster Medium
IRAP	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie
ISC	Instrument Science Centre
ITFN	Internal Thermal Fluctuation Noise
KS	Kolmogorov-Smirnov
LAN	Local Area Network
LDA	Large Detector Array
LPA	Large Pixel Array
LPF	Low-Pass Filter
MCMC	Monte-Carlo Markov Chain
MMA	Movable Mirror Assembly
MOC	Mission Operation Centre
MOSFET	Metal-Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
MXS	Modulated X-ray Source
NAS	Network Attached Storage
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NCC	Non Cool-Core
NEJN	Non-Equilibrium Johnson Noise
NEP	Noise Equivalent Power
NIST	National Institute of Standards and Technology
NXB	Non X-ray Background
OFHC	Oxygen Free High Conductivity
OWLS	Overwhelmingly Large Simulations
PHA	Pulse Height Amplitude
PI	Principal Investigator
PID	Proportionnel Intégral Dérivée
PLC	Power Line Cycle
PSD	Power Spectral Density
PSD	Point Spread Function
PT	Pulse Tube
RA	Right Ascension
RAS	Row Addressing and Synchronisation
RMF	Redistribution Matrix File
rms	Root Mean Squared
RRR	Residual-Resistivity Ratio
RTD	Resistance Temperature Detector
RTS	Rotating Target Source

SIXTE	Simulation of X-ray Telescope
SMBH	Supermassive Black Hole
SNR	Signal-to-Noise Ratio
SOC	Science Operation Centre
SPH	Smoothed Particle Hydrodynamics
SPO	Silicon Pore Optics
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
SRD	Science Requirements Document
SRON	Space Research Organization of Netherlands
SSAA	SQUID Series Amplification Array
TDM	Time Division Multiplexing
TES	Transition Edge Sensor
TFN	Thermal Fluctuation Noise
ToO	Target of Opportunity
VTT	Valtion Teknillinen Tutkimuskeskus
WFI	Wide Field Imager
X-IFU	X-ray Integral Field Unit
XIFUFWK	X-IFU Framework
ΛCDM	Lambda Cold Dark Matter

Annexes

A Diagramme fonctionnel du X-IFU

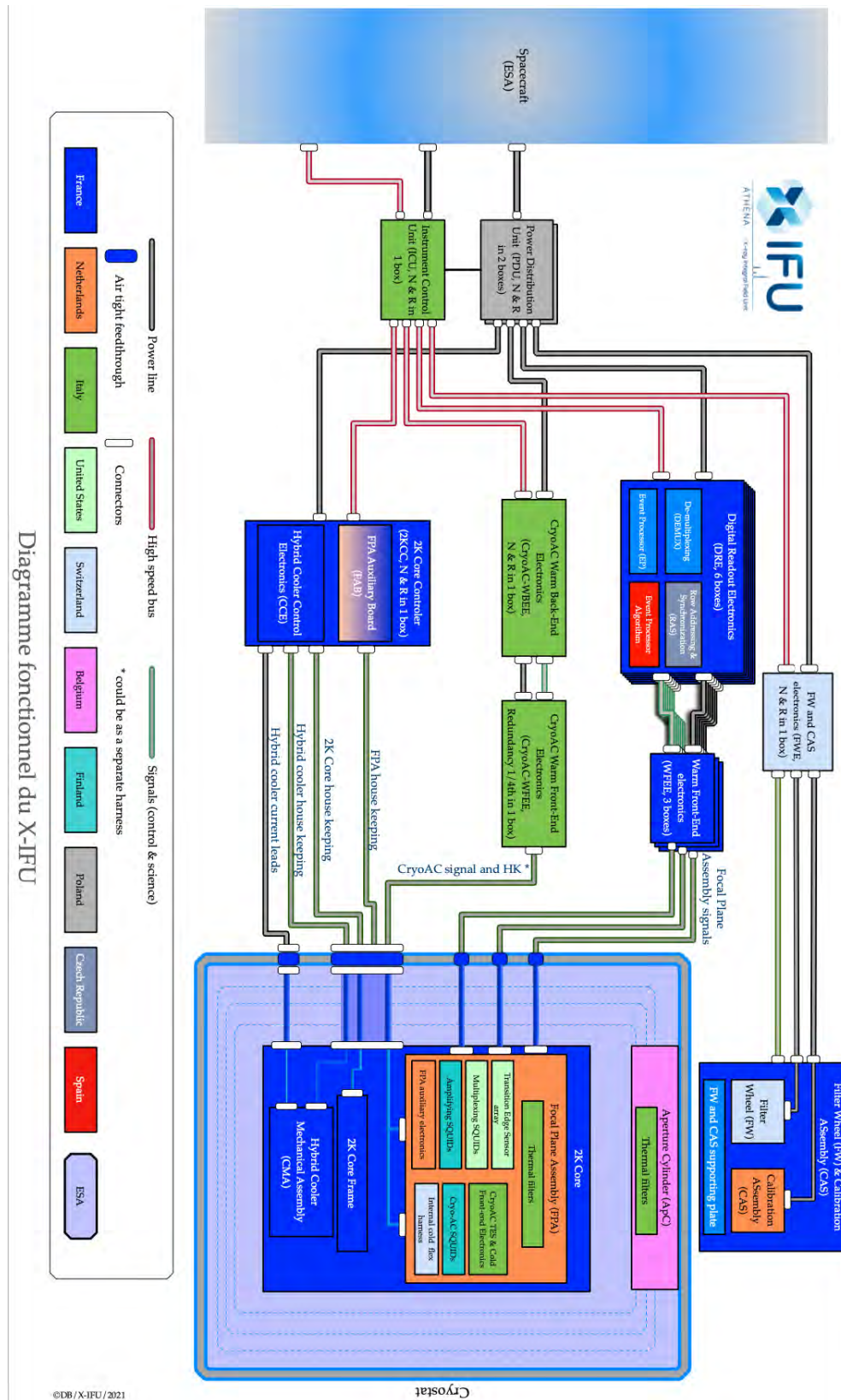


FIGURE 12 : Diagramme fonctionnel du X-IFU. Figure reproduite de Barret et al. (2023).

B Orientation de l'amas Hydrangea

Visualisation for $\Theta_1 = 250$ and $\Theta_2 = 275$

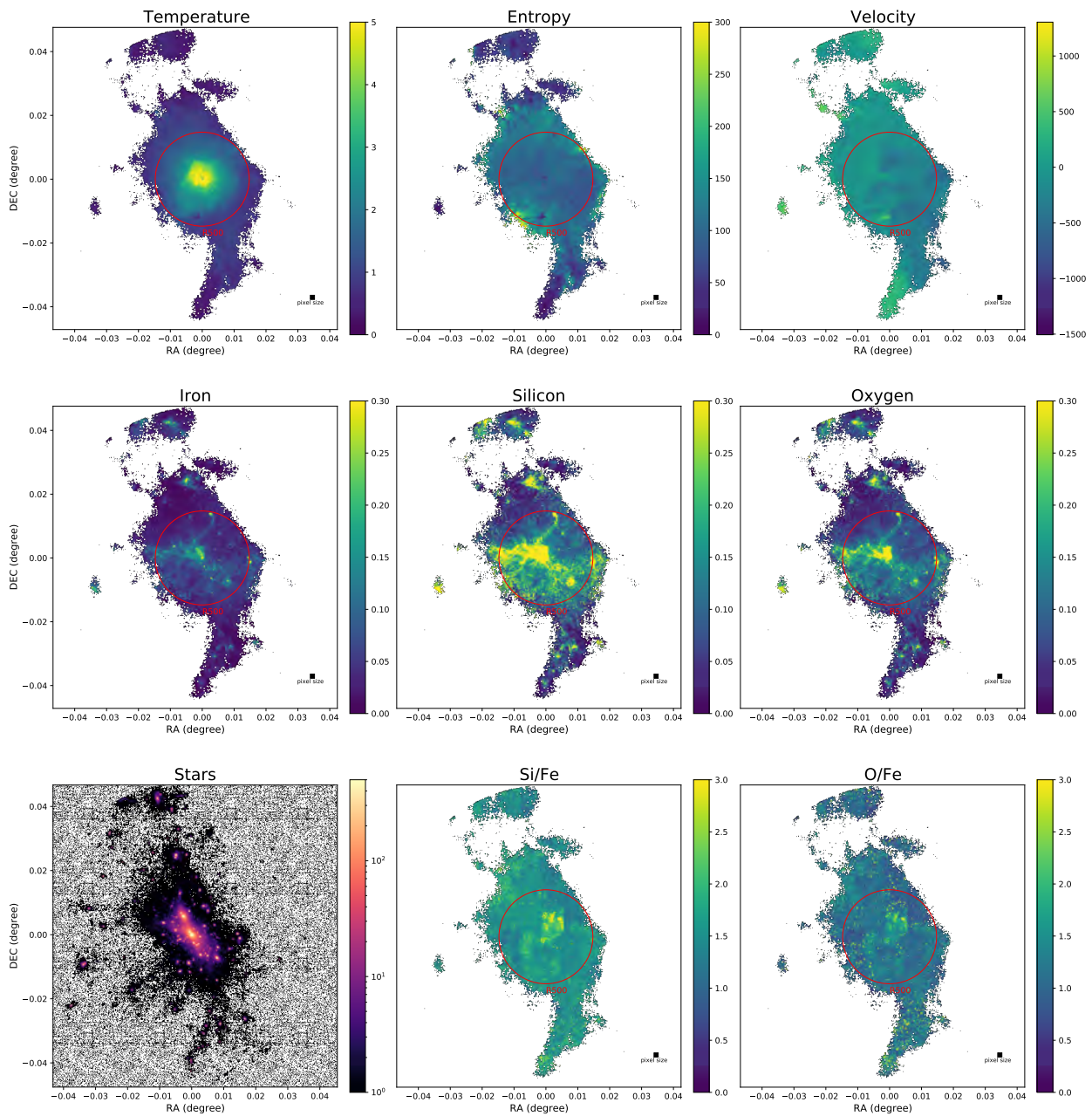


FIGURE 13 : Exemple de visualisation des caractéristiques thermodynamiques et chimiques de l'amas pour une orientation. Les quantités sont projetées le long de la ligne de visée et pondérées par la mesure d'émission (voir Eq. 3.2). Le cercle rouge représente R_{500} et le carré noir la taille d'un pixel de X-IFU.

C Budget de résolution en énergie du banc 50 mK

Contributeur	eV (FWHM)	Bruit	Dérive	Autre	Commentaires
Résolution totale	3.50	3.01	1.45	1.02	
FPA + détecteurs	3.06				
DRE + WFEE	0.97				
Environnement	2.34				
Enregistrement fini OF	0.42				Dégradation 1%
Matrice TES	2.57	2.50	0.00	0.57	
Bruit intrinsèque		2.50			NEP (GSFC)
Diaphonie thermique				0.57	
Bloc des détecteurs	1.63	1.11	1.15	0.30	
SQUID		1.11			$5 \text{ pA}/\sqrt{Hz}$
Dérive du champ			0.10		Pré-requis
Diaphonie électrique				0.30	Simulations
Susceptibilité magnétique			1.14		
WFEE	0.60	0.60	0.01	0.10	
Bruit LNA		0.60			$2.67 \text{ pA}/\sqrt{Hz}$
Dérive gain électrique			0.01		$0.13 \text{ pA}/\sqrt{Hz}$
Diaphonie				0.10	
DRE	0.75	0.67	0.14	0.30	
DAC		0.60	0.10		$2.54 \text{ pA}/\sqrt{Hz}$
ADC		0.30	0.10		$1.33 \text{ pA}/\sqrt{Hz}$
Echantillonnage				0.30	
Cryostat	1.07	0.61	0.72	0.52	
Stabilité thermique			0.47		$3 \mu\text{K rms}$
Micro-vibrations			0.54	0.50	Micro-phonie
Fenêtre				0.02	
Harnais		0.33			
Diaphonie entre canaux				0.14	
Bobine ADR		0.50	0.01		
Thermométrie		0.10	0.01		
Marges	0.87	0.50	0.50	0.50	

TABLE 4 : Budget de résolution en énergie du banc 50 mK. La contribution de chacun des éléments est détaillée, celles-ci s'additionnent quadratiquement pour avoir la contribution de chaque sous-système. Le tableau est adapté de [Cucchetti \(2019\)](#).

D Alignement du chemin optique du cryostat

Les ouvertures sont au centre, et sur le bas, de chaque écran. L'ADR est excentré sur l'étage 4K. Le support du *snout* est une pièce coudée, pouvant pivotée, pour placer la matrice de TES sur le chemin optique au centre du cryostat. J'ai vérifié que la tige supportant le *snout* était correctement placée sur le chemin optique. Les distances entre les différents éléments, ainsi que les diamètres des ouvertures, sont répertoriées sur la Fig. 14.

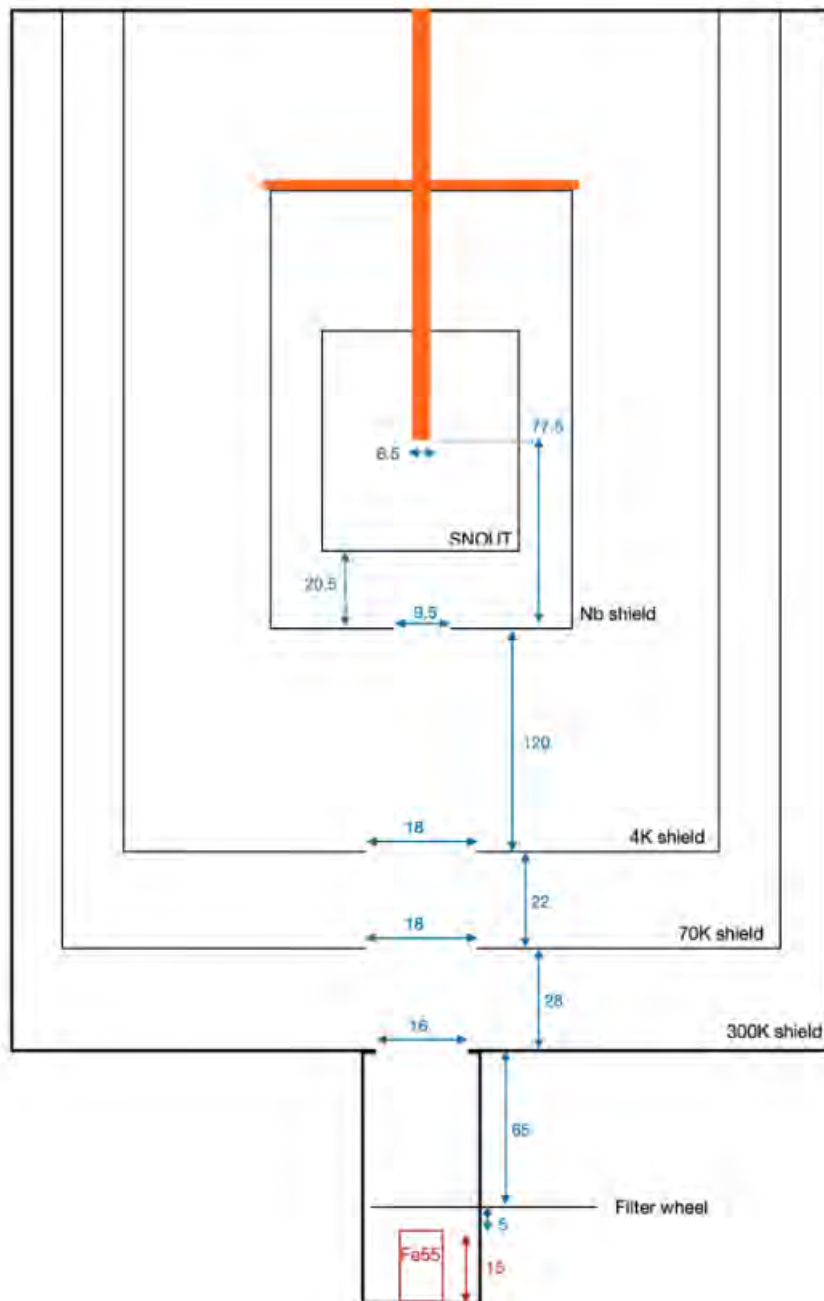


FIGURE 14 : Schéma du chemin optique : de la source radioactive de ^{55}Fe jusqu'au plan focal. La pièce orange est la pièce coudée supportant le *snout* et l'écran en niobium. Les diamètres des ouvertures et les distances entre les écrans, notées en bleu, sont en millimètres.

Pour l'étude de l'alignement du plan focal, les atténuateurs n'ont pas été installés sur les ouvertures. La fenêtre Luxel, entre l'écran 300 K et l'extérieur, a été remplacée par une vitre, de manière à pouvoir prendre des photos de l'intérieur du cryostat depuis l'extérieur (Fig. 15). La vitre permet également la mise sous vide est la descente en froid du cryostat. L'étude a été réalisée à température ambiante (300 K) et en froid (4 K).

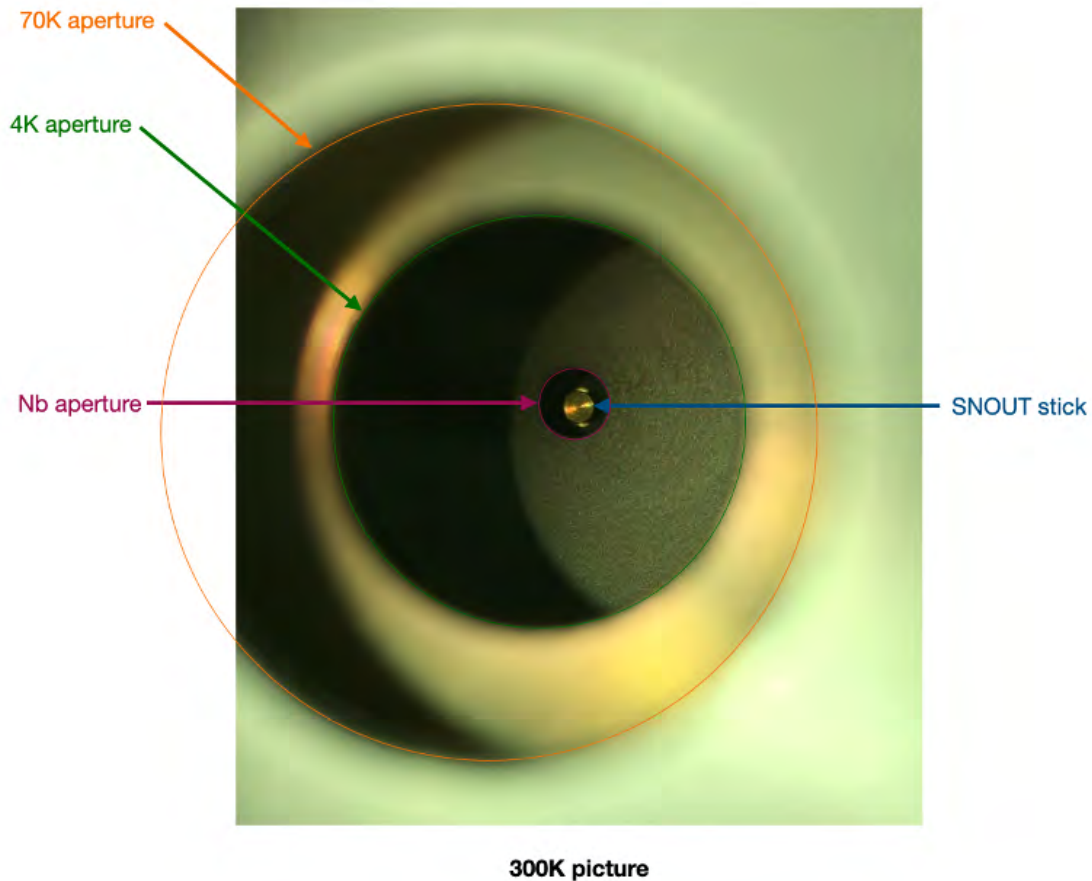


FIGURE 15 : Photo du chemin optique à température ambiante.

A partir des photos, j'ai utilisé l'outil *PixelStick*⁴ pour mesurer le diamètre de chacune des ouvertures en nombre de pixels sur la photographie (voir Fig. 16). Cette mesure permet de connaître les conversions de longueurs (nombre de pixels en millimètres) à chacun des plans de la photographie. Les valeurs des conversions sont répertoriées dans la Tab. 5.

L'outil *PixelStick* permet également de connaître les position des centres des ouvertures (voir Fig. 16). Celles-ci servent à déterminer leur écart par rapport à la ligne du chemin optique. Tout d'abord la position, en nombre de pixels, est mesurée depuis la photographie. Les abscisses et ordonnées des positions sont ensuite converties en millimètres, en utilisant la Tab. 5. Tous les résultats sont répertoriés dans la Tab. 6.

⁴<https://www.free-mac-software.com/fr/app/pixelstick/>

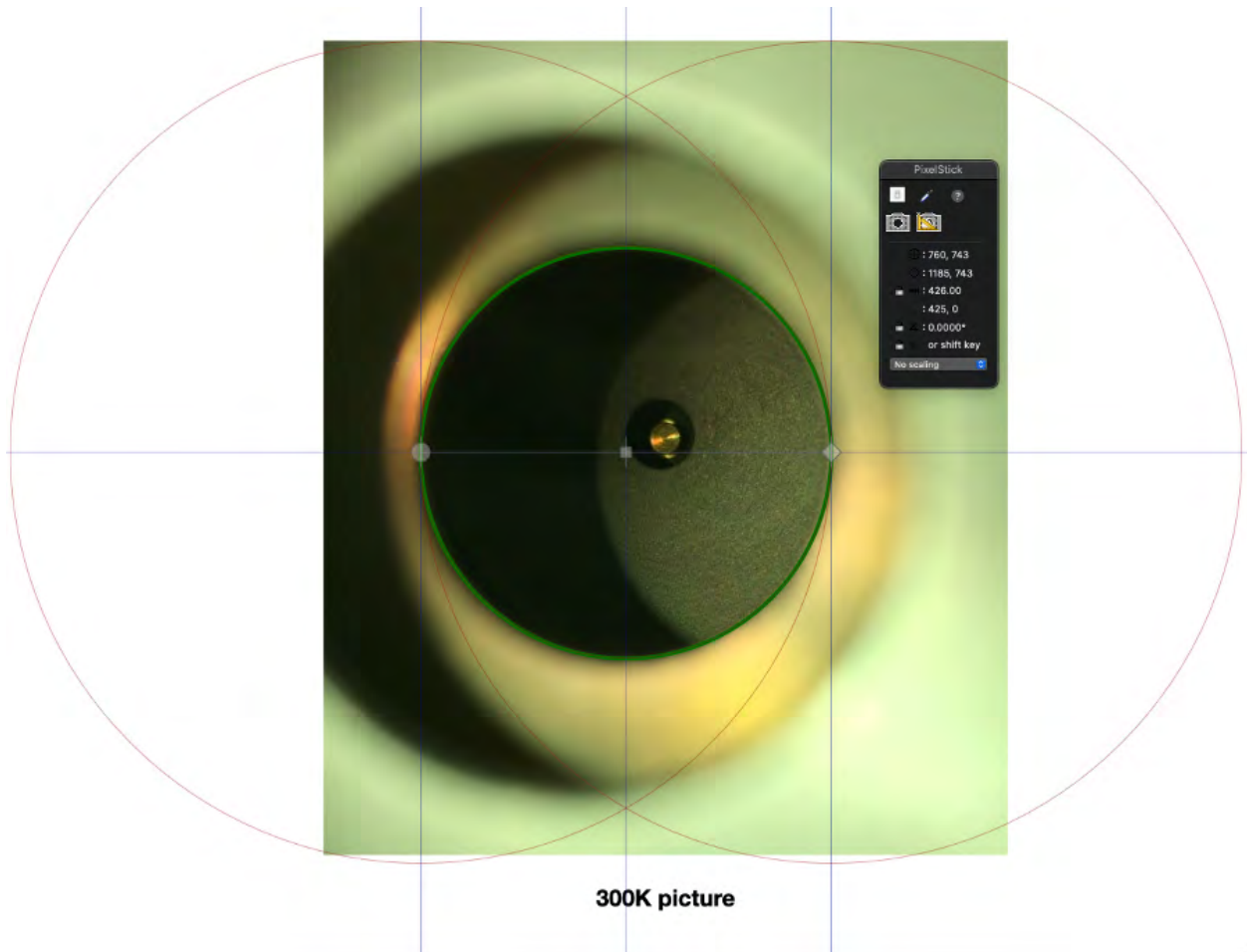


FIGURE 16 : Mesures à 300K des positions des centres et des diamètres des ouvertures en pixels en utilisant l’outil *PixelStick*. En traçant un cercle sur l’image, l’outil donne le diamètre du cercle en nombre de pixels. Par exemple, le diamètre de l’ouverture de l’écran 4 K (mesurant 18 mm) fait 426 pixels sur la photo. L’outil donne également la position du centre des cercles, par rapport au coin en bas à gauche de la photographie.

Ouverture (diamètre)	300 K		4 K	
Écran 4 K (18 mm)	426 pix	1 mm = 23.67 pix	268 pix	1 mm = 14.9 pix
Écran 70 K (18 mm)	680 pix	1 mm = 37.8 pix	348 pix	1 mm = 19.33 pix
Écran niobium (9.5 mm)	70 pix	1 mm = 7.37 pix	63 pix	1 mm = 6.63 pix
Tige support <i>snout</i> (6.5 mm)	30 pix	1 mm = 4.6 pix	27 pix	1 mm = 4.15 pix

TABLE 5 : Tableau des conversions de longueurs à chaque plan de la photographie, obtenu en convertissant le diamètre apparent des ouvertures sur la photographie à partir de la valeur connue en millimètres.

Position du centre	300 K		4 K	
	Abscisse	Ordonnée	Abscisse	Ordonnée
Ouverture écran 4 K	41.09 mm	31.39 mm	61.24 mm	45.44 mm
Ouverture écran 70 K	24.46 mm	19.31 mm	46.38 mm	35.02 mm
Ouverture écran niobium	136.70 mm	103.39 mm	141.10 mm	103.17 mm
Tige support <i>snout</i>	220.33 mm	164.56 mm	225.66 mm	163.37 mm

TABLE 6 : Position des centres des ouvertures sur chaque photographie. Les valeurs des abscisses et ordonnées sont données par rapport au coin en bas à gauche de la photographie. La conversion en millimètres tient compte de la profondeur du plan sur la photographie.

Les écarts entre chaque position d'ouvertures sont tracés sur des schémas, un à 300 K (Fig. 17) et un à 4 K (Fig. 18). Cela permet de déterminer la parallaxe entre l'axe de la photographie et le chemin optique. La parallaxe a été calculée en prenant l'hypothèse que les ouvertures des écrans 70 K et 4 K étaient parfaitement alignées. Ceci est acceptable puisque ces deux écrans sont fixés à la structure du cryostat, seuls la tige support du *snout* et l'écran niobium sont fixés à l'interface coudée. Sur les Fig. 17 et 18, le véritable chemin optique est représenté en noir et l'axe de la photographie est représenté en rouge. Les positions des centres des ouvertures de l'écran niobium et de la tige support du *snout* sont indiquées en vert. Les écarts, par rapport à l'axe de la photographie, sont répertoriés en orange. Ils sont les décalages mesurés par rapport au chemin optique.

Les Fig. 17 et 18 répertorient les résultats obtenus, en symbolisant des directions arbitraires. Elles ont été définies dans le plan de la photographie par : l'abscisse est la direction "gauche - droite" et l'ordonnée la direction "haut - bas". Les directions peuvent donc être différentes entre les photographies à 300 K et à 4 K.

En utilisant cette méthode j'ai trouvé un écart de 1 ± 1 mm entre l'axe de la tige support et le chemin optique du système. L'erreur est du même ordre de grandeur que le résultat mesuré à cause de la pixélisation de l'image et du faible nombre de pixels utilisé pour le calcul. Dans le cas pire, un écart de 3 mm reste néanmoins inférieur à la taille des ouvertures. La plus petite ouverture est celle de l'écran en niobium avec 9.5 mm. Le centrage actuel est acceptable pour la poursuite des tests avec la source ^{55}Fe .

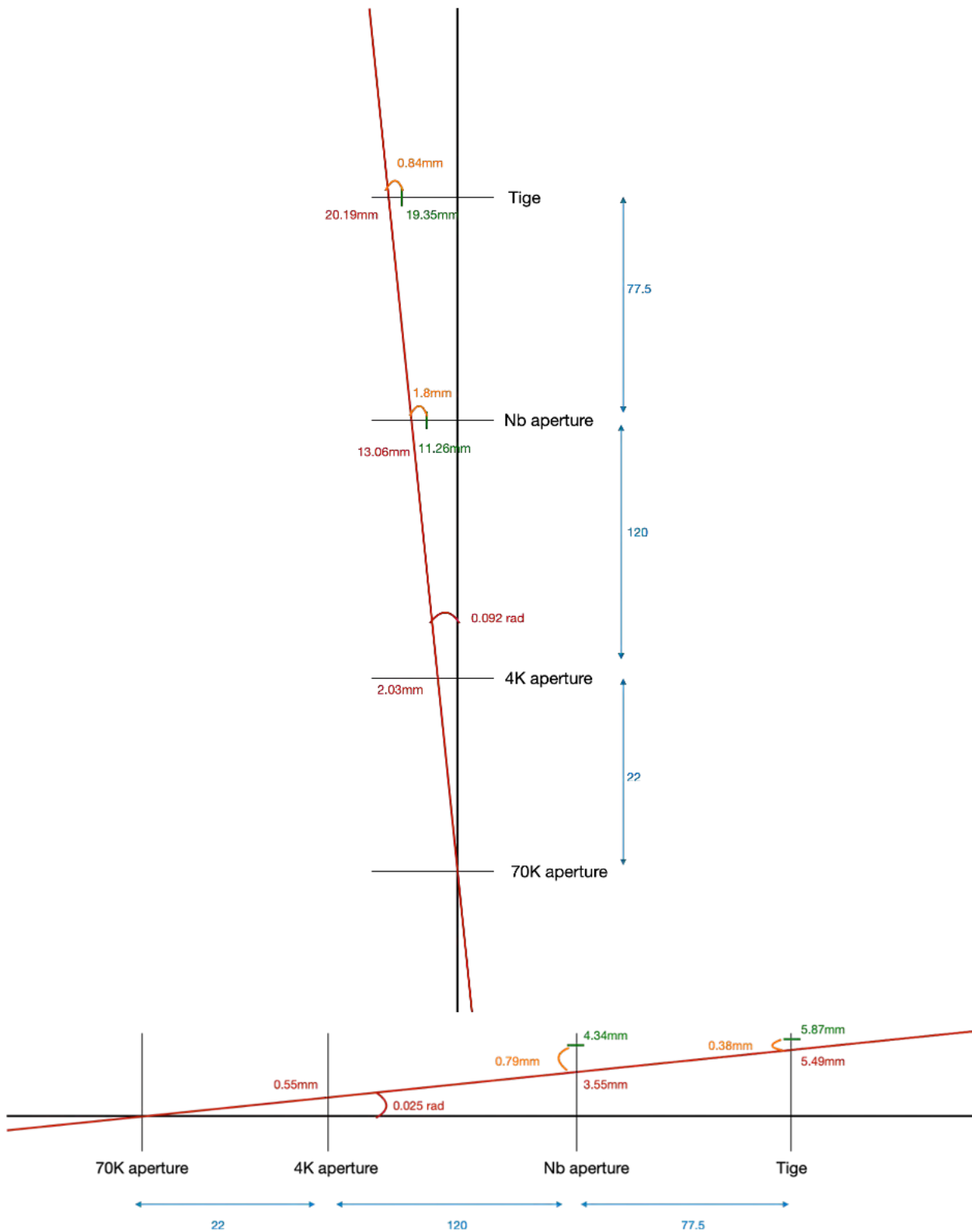


FIGURE 17 : Résultats pour l'alignement à 300 K. Le chemin optique du cryostat est représenté en noir et en rouge celui de la photographie. En vert est représenté la position du centre sur la photographie. En orange est représenté le décalage entre le décalage entre le centre de l'ouverture et le centre optique (écart par rapport à l'axe optique de la photographie). Les distances entre les ouvertures sont notées en bleu (en millimètres).

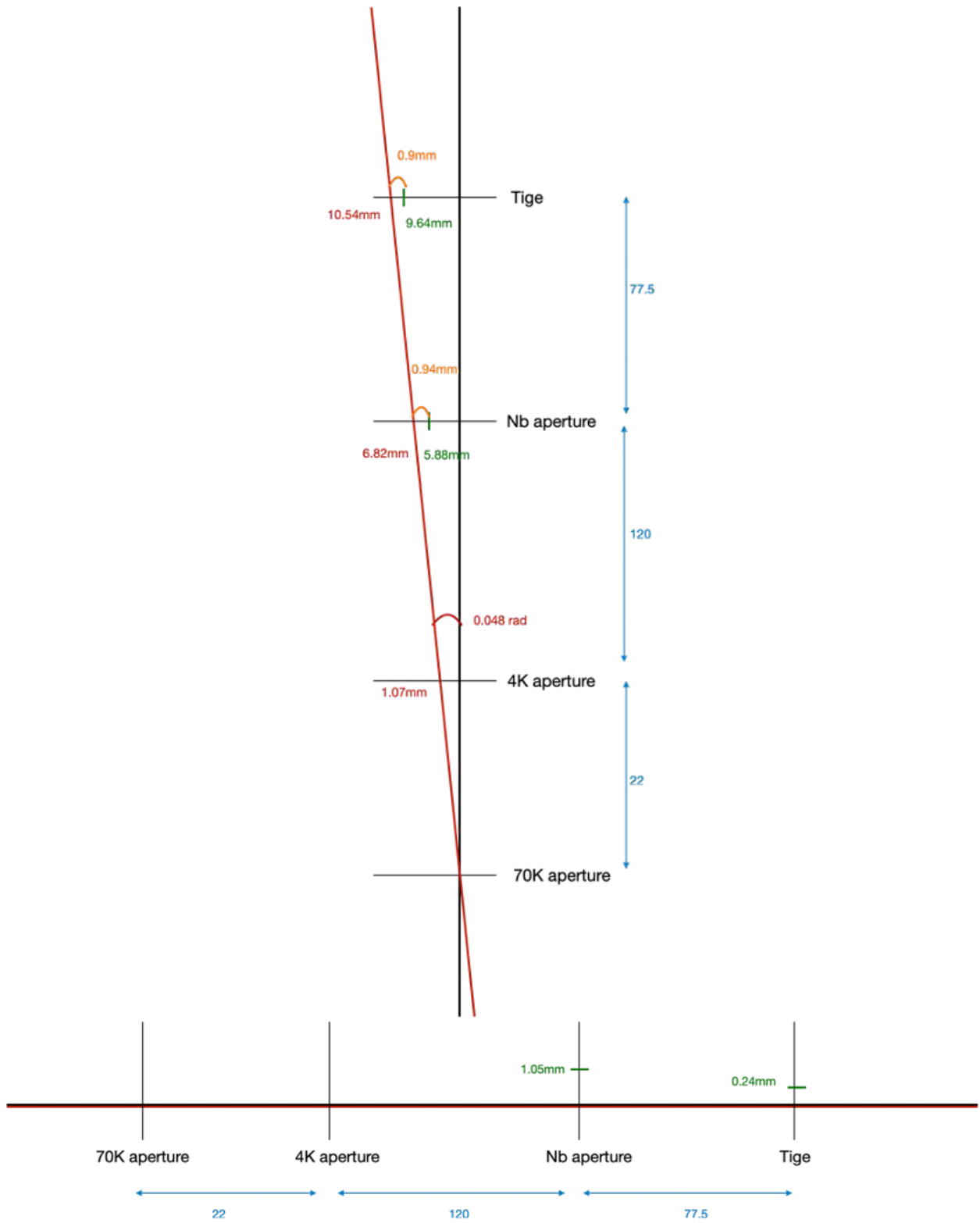


FIGURE 18 : Similaire à la Fig. 17 pour une température de 4 K.

E Mesure de bruit par spectre de puissance de la *baseline*

La mesure du bruit dans la chaîne électronique de lecture NASA/GSFC se fait en réalisant des spectres de puissance de la *baseline*. La Fig. 19 montrent la *baseline* en sortie de la chaîne de lecture NASA/GSFC quand l'interrupteur thermique reste branché pendant une acquisitions. Le reste des figures ci-après sont des spectres de puissance illustrant les bruits dans différentes configurations de la chaîne de lecture. Les figures dans cette annexe sont illustratives, les résultats des mesures sont répertoriés dans la Tab. 4.2.

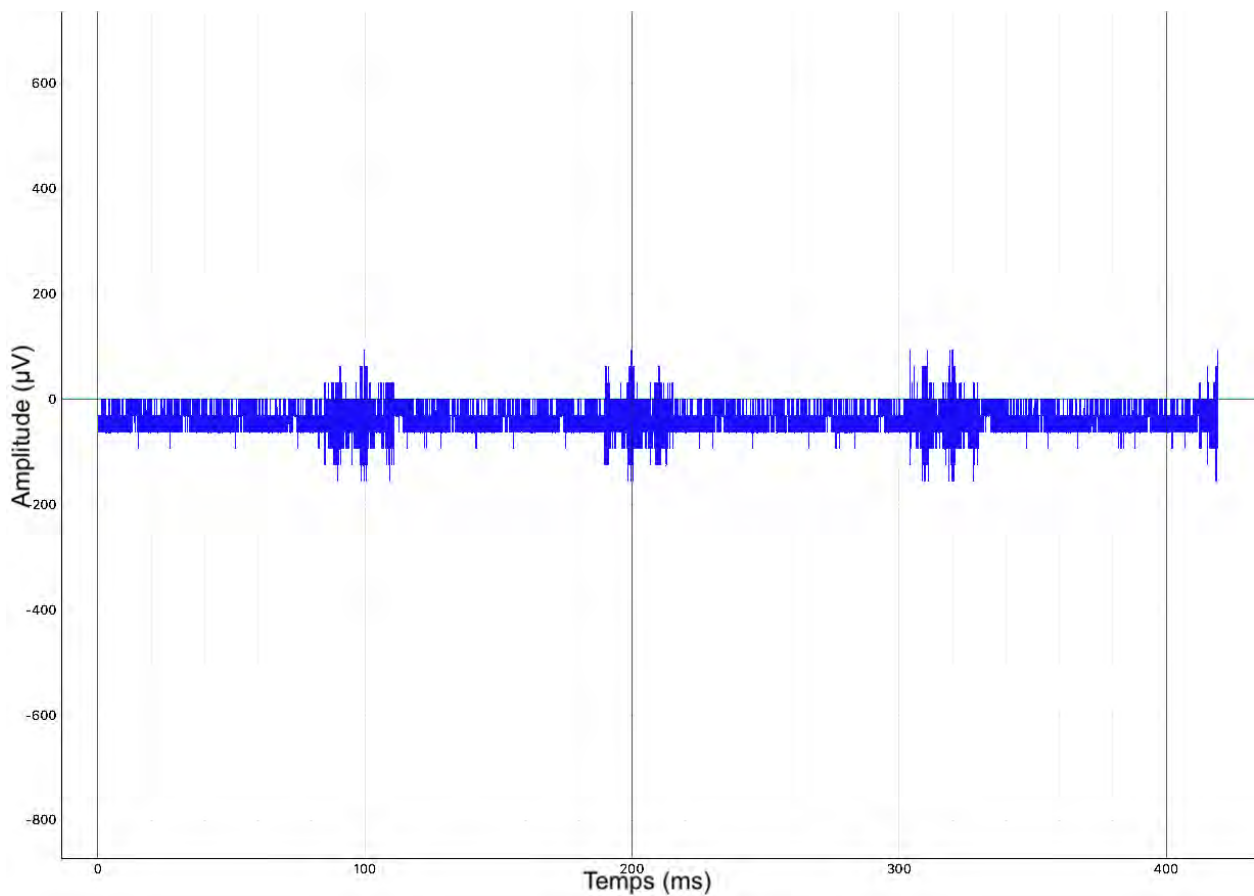
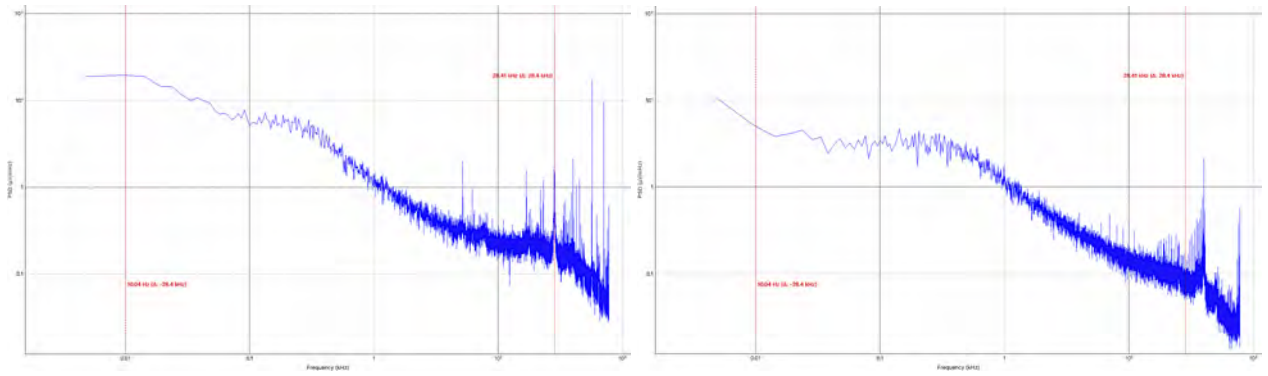
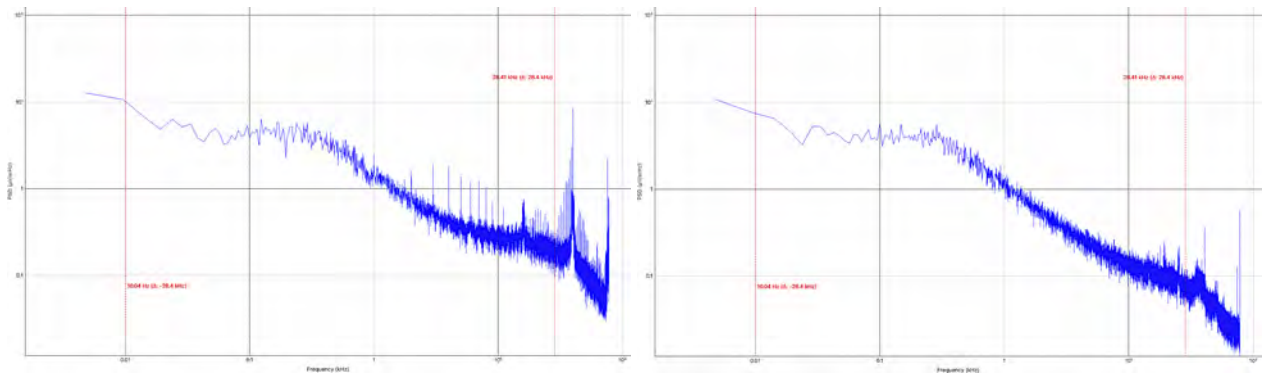


FIGURE 19 : Visualisation de la *baseline* en sortie de la chaîne de lecture, quand le connecteur LEMO du circuit de contrôle de l'interrupteur thermique est branché.



(a) Tous les éléments connectés et allumés, TES dans la transition. (b) Prise LEMO de l'interrupteur thermique déconnectée.



(c) Prise LEMO de l'interrupteur thermique déconnectée et pont de mesure de la thermométrie connecté et thermométrie LakeShore AC 372 déconnectée. (d) Prise LEMO de l'interrupteur thermique déconnectée.

FIGURE 20 : Spectres de puissance mesurés en sortie de la chaîne de lecture, en fonction de la déconnexion de certains matériels. Les mesures ont été faites sur le pixel 16 de la colonne 7 en *single channel*.

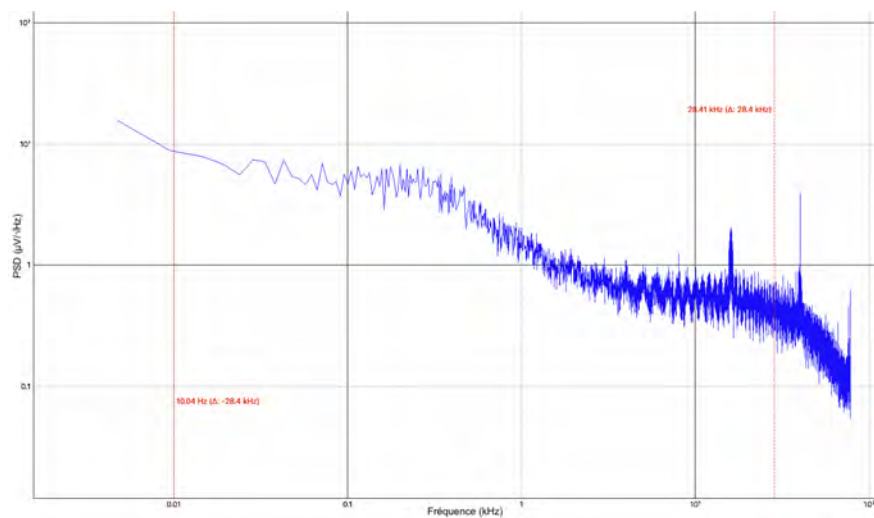


FIGURE 21 : Idem à la Fig. 20 (d) mais les mesures ont été prises sur un autre TES (Col 7 pixel 1).

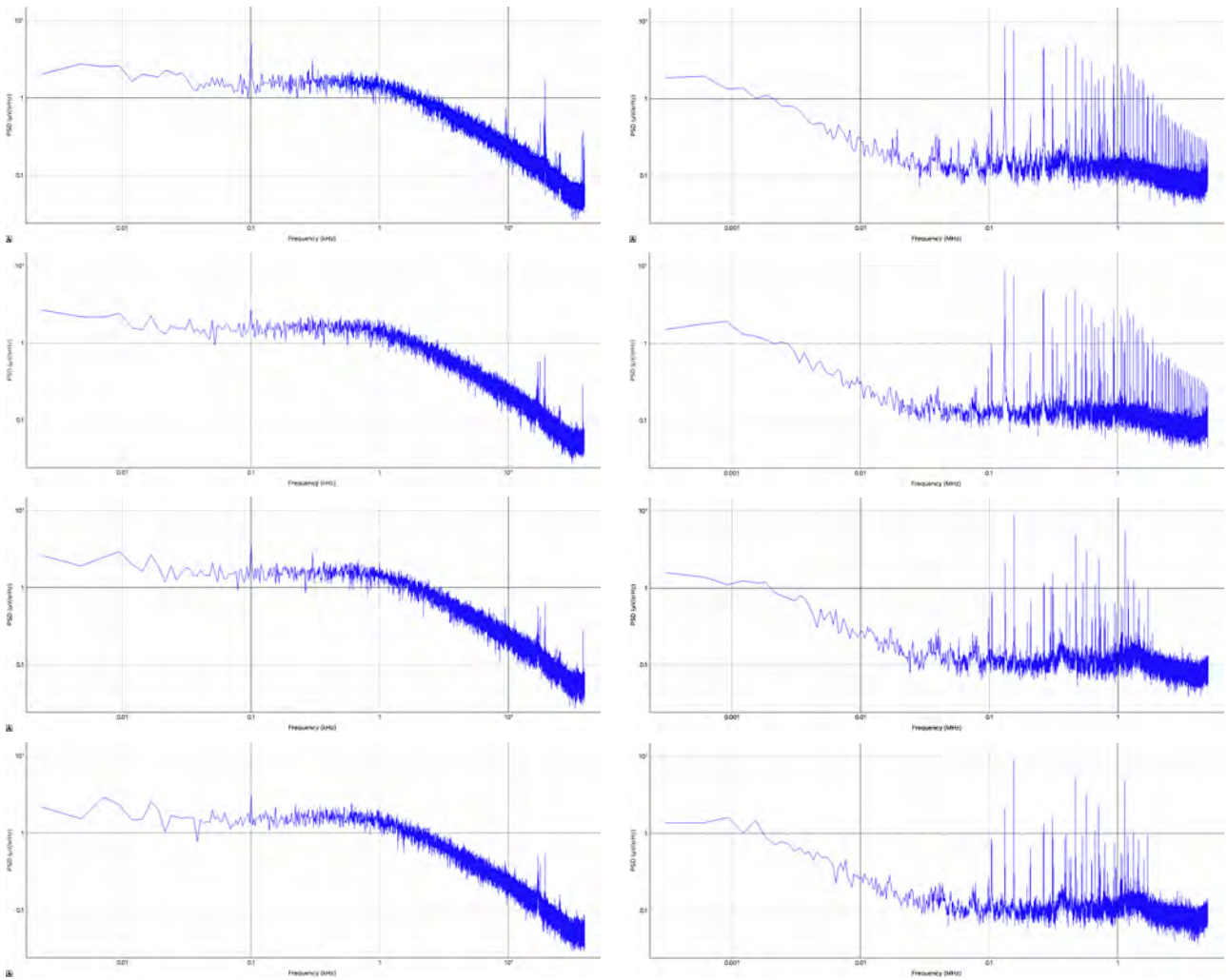


FIGURE 22 : Spectres de puissance de la *baseline* : (Gauche) Basse fréquence de ~ 1 Hz à ~ 10 kHz. (Droite) Haute fréquence de ~ 100 Hz à ~ 1 MHz. Chaque ligne correspond à un matériel déconnecté et non re-branché : (1) Tout connecté. (2) Câble de la bobine de compensation déconnecté. (3) Câble Ethernet de la jauge de pression déconnecté. (4) Câble USB entre le PC Entropy et le LakeShore 372 déconnecté.

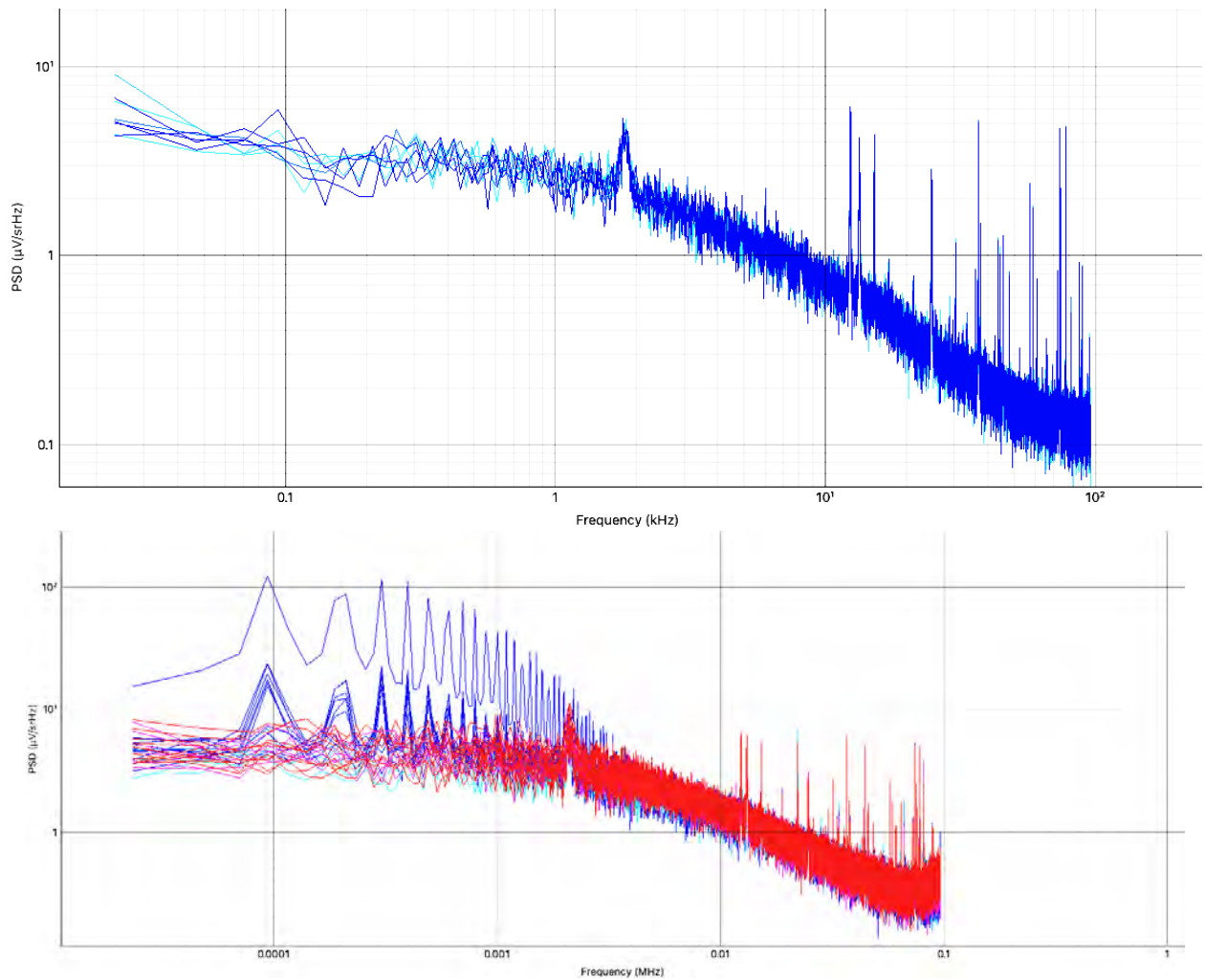


FIGURE 23 : Spectres de puissance des *baselines* prises avec l'électronique TDM pour (Gauche) 8 lignes et (Droite) 32 lignes. La fenêtre de visualisation de xDM-TDM permet de comparer les PSD de plusieurs canaux simultanément. La "bosse" commune à toutes les PSD ~ 2 kHz est due à une mauvaise installation de la ferrite autour du câble d'alimentation de la bobine de compensation. On voit que 8 pixels présentent un bruit périodique à ~ 100 Hz avec ses harmoniques. L'origine de cette interférence n'a pas pu être identifiée.

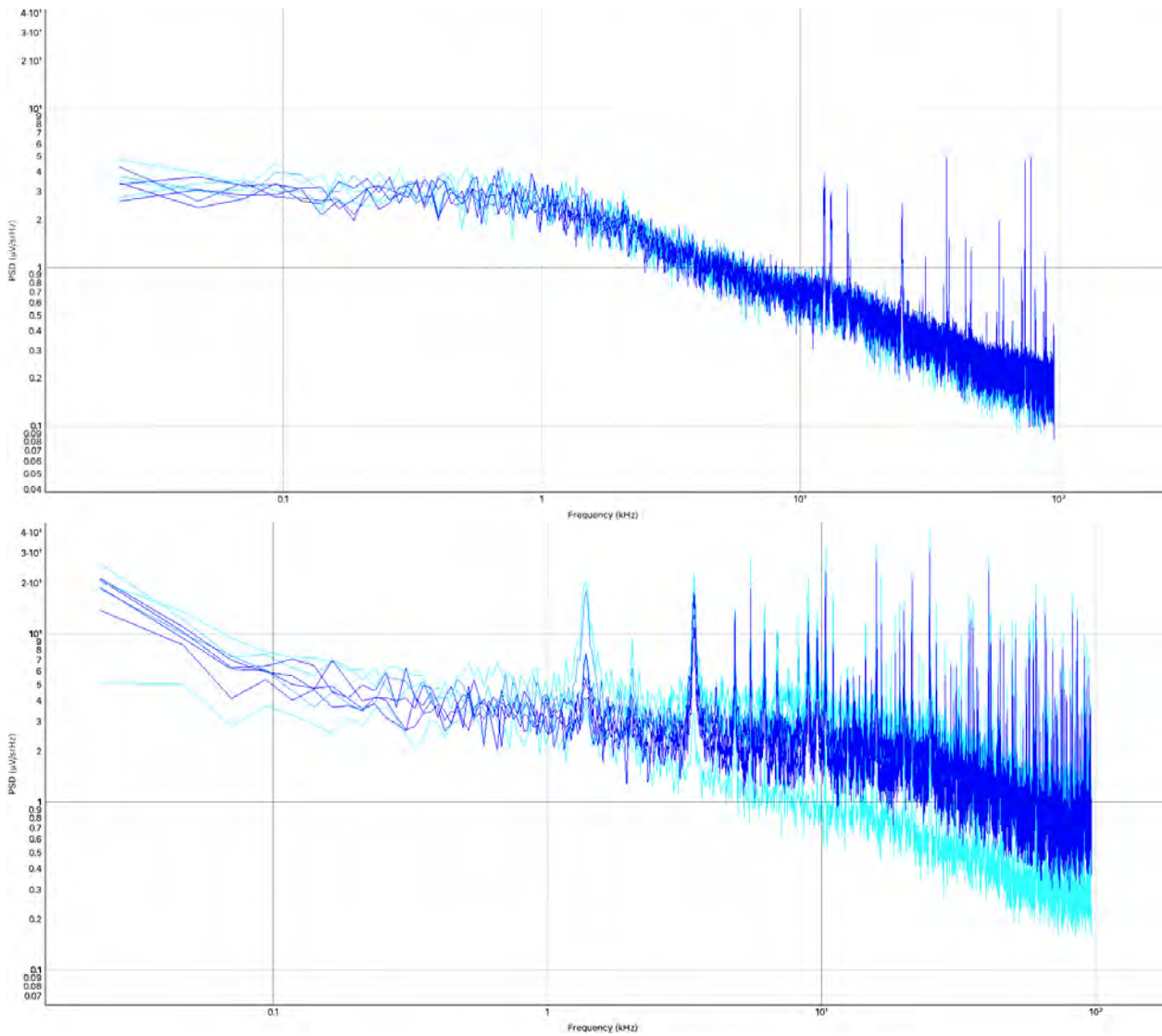


FIGURE 24 : Spectres de puissance en TDM comme la Fig. 23 avec la ferrite autour du câble d'alimentation de la bobine fermée correctement. (Gauche) Configuration initiale. (Droite) Après branchement du boîtier filtre de la bobine de compensation. Le bruit observé est dû à une mauvaise reprise entre le blindage du câble d'alimentation et le boîtier de filtrage (Voir Fig. 27). La rupture de blindage, même très faible (< 1 cm), enlève tout son bénéfice.

F Audit CEM du banc le 24/11/2022

Images extraites du rapport d'expertise de compatibilité électromagnétique effectué par M. Philippe Dunand de la société DPHI CEM sur le banc 50 mK le 24 novembre 2022.

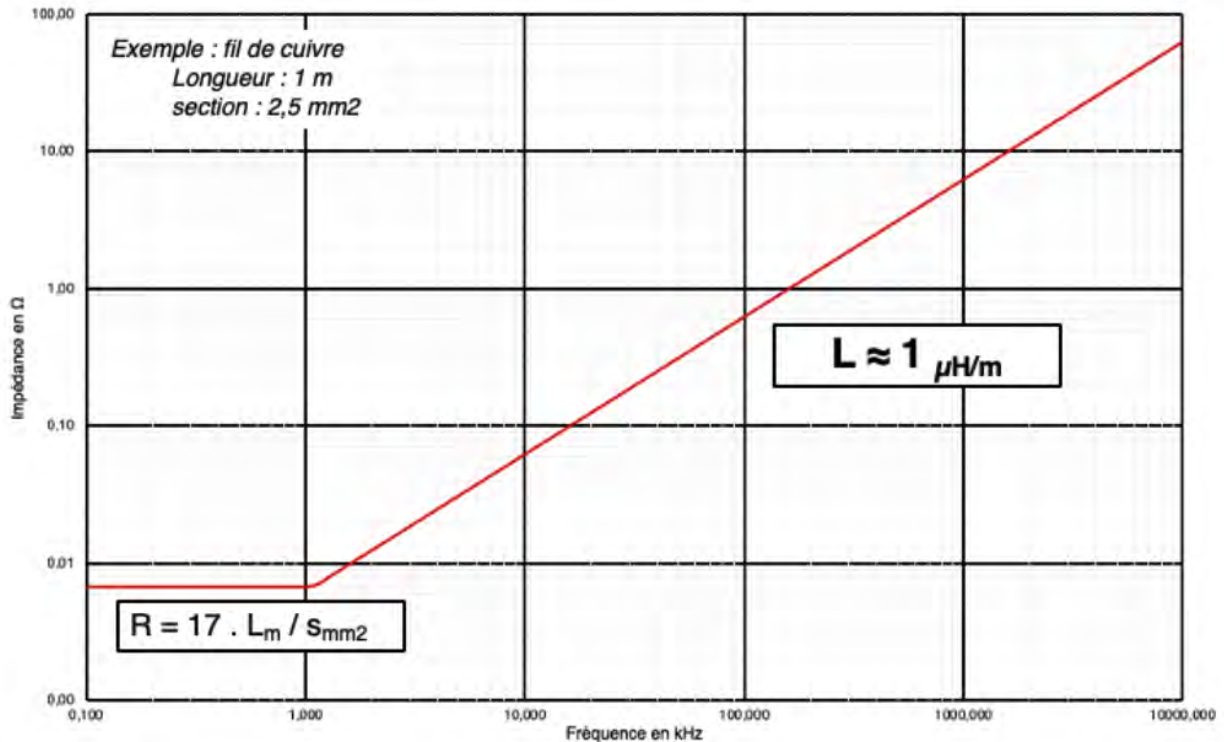


FIGURE 25 : Impédance d'un fil de cuivre de 1 m de longueur et 2.5 mm² de section en fonction de la fréquence du signal circulant dans le fil. La figure illustre qu'un long conducteur en cuivre n'est pas une bonne solution pour une mise à la masse à haute-fréquence. La solution est de diminuer le plus possible la longueur du fil de cuivre.

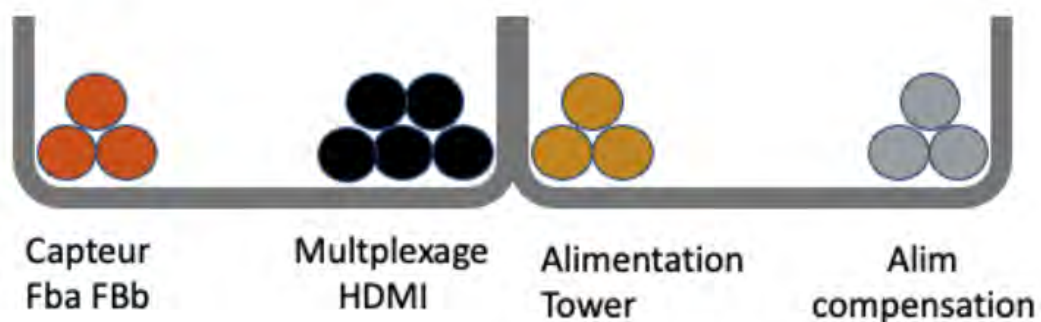


FIGURE 26 : Ségrégation des câbles dans le chemin de câbles afin de diminuer leur couplage inductif et capacitif.

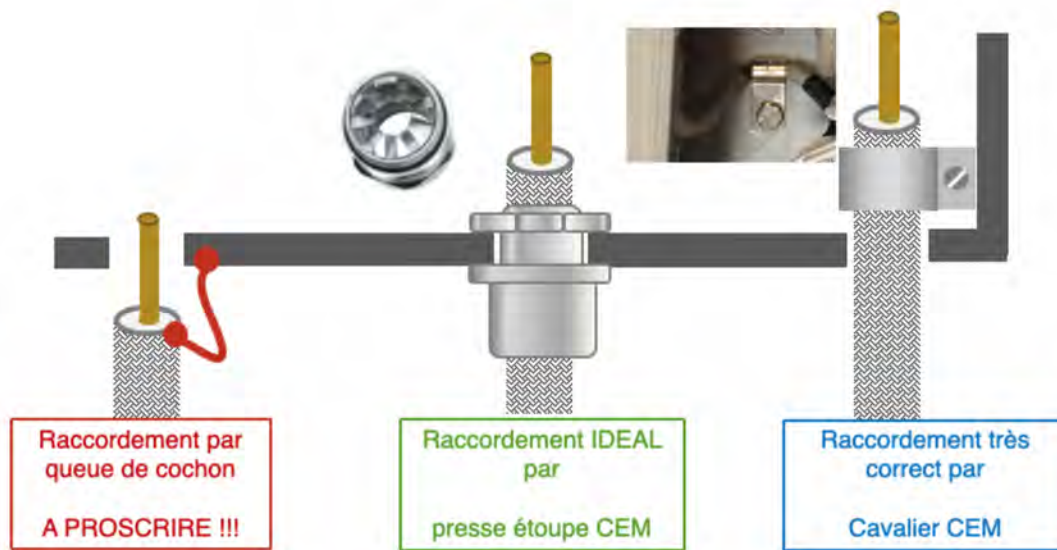


FIGURE 27 : Exemple de raccordement pour la reprise de blindage entre le câble et le boîtier. Le raccordement par un fin conducteur entre le blindage du câble et le boîtier, dit en “queue de cochon”, est à proscrire.

Bibliographie

- [1] Abell, G. O. 1958, The Distribution of Rich Clusters of Galaxies., ApJ Supplements, 3, 211, doi : [10.1086/190036](https://doi.org/10.1086/190036)
- [2] Aird, J., Comastri, A., Brusa, M., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : The formation and growth of the earliest supermassive black holes, arXiv e-prints, arXiv :1306.2325, doi : [10.48550/arXiv.1306.2325](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2325)
- [3] Akamatsu, H., Doriese, W. B., Mates, J. A. B., & Jackson, B. D. 2022, Signal readout for Transition-Edge Sensor X-ray imaging spectrometers, arXiv, doi : [10.48550/arXiv.2209.05621](https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.05621)
- [4] Allen, S. W., Evrard, A. E., & Mantz, A. B. 2011, Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 49, 409, doi : [10.1146/annurev-astro-081710-102514](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102514)
- [5] Allen, S. W., Schmidt, R. W., & Fabian, A. C. 2001, The X-ray virial relations for relaxed lensing clusters observed with Chandra, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 328, L37, doi : [10.1046/j.1365-8711.2001.05079.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.05079.x)
- [6] Amodeo, S., Mei, S., Stanford, S. A., et al. 2018, Spectroscopic Confirmation and Velocity Dispersions for 20 Planck Galaxy Clusters at $0.16 < z < 0.78$, The Astrophysical Journal, 853, 36, doi : [10.3847/1538-4357/aa98dd](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa98dd)
- [7] Anders, E., & Grevesse, N. 1989, Abundances of the elements : Meteoritic and solar, Geochimica et Cosmochimica Acta, 53, 197, doi : [10.1016/0016-7037\(89\)90286-X](https://doi.org/10.1016/0016-7037(89)90286-X)
- [8] Arnaud, K. A. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
- [9] Arnaud, M., Pratt, G. W., Piffaretti, R., et al. 2010, The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the $Y_{SZ} - M_{500}$ relation, Astronomy and Astrophysics, 517, A92, doi : [10.1051/0004-6361/200913416](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913416)
- [10] Bahcall, N. A., Ostriker, J. P., Perlmutter, S., & Steinhardt, P. J. 1999, The Cosmic Triangle : Revealing the State of the Universe, Science, 284, 1481, doi : [10.1126/science.284.5419.1481](https://doi.org/10.1126/science.284.5419.1481)
- [11] Bahé, Y. M., Barnes, D. J., Dalla Vecchia, C., et al. 2017, The Hydrangea simulations :

- galaxy formation in and around massive clusters, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470, 4186, doi : [10.1093/mnras/stx1403](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1403)
- [12] Barbera, M., Lo Cicero, U., Sciortino, L., et al. 2018, Preliminary Mechanical Characterization of Thermal Filters for the X-IFU Instrument on Athena, *Journal of Low Temperature Physics*, 193, 793, doi : [10.1007/s10909-018-1942-z](https://doi.org/10.1007/s10909-018-1942-z)
- [13] Barcons, X., Nandra, K., Barret, D., et al. 2015, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 610, *Journal of Physics Conference Series*, 012008, doi : [10.1088/1742-6596/610/1/012008](https://doi.org/10.1088/1742-6596/610/1/012008)
- [14] Barcons, X., Barret, D., Decourchelle, A., et al. 2017, Athena : ESA's X-ray observatory for the late 2020s, *Astronomische Nachrichten*, 338, 153, doi : [10.1002/asna.201713323](https://doi.org/10.1002/asna.201713323)
- [15] Bardeen, J., Cooper, L. N., & Schrieffer, J. R. 1957, Theory of Superconductivity, *Physical Review*, 108, 1175, doi : [10.1103/PhysRev.108.1175](https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1175)
- [16] Barnes, D. J., Kay, S. T., Bahé, Y. M., et al. 2017, The Cluster-EAGLE project : global properties of simulated clusters with resolved galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 471, 1088, doi : [10.1093/mnras/stx1647](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1647)
- [17] Barret, D., Lam Trong, T., den Herder, J.-W., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10699, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106991G, doi : [10.1117/12.2312409](https://doi.org/10.1117/12.2312409)
- [18] Barret, D., Albuys, V., Herder, J.-W. d., et al. 2023, The Athena X-ray Integral Field Unit : a consolidated design for the system requirement review of the preliminary definition phase, *Experimental Astronomy*, doi : [10.1007/s10686-022-09880-7](https://doi.org/10.1007/s10686-022-09880-7)
- [19] Barrière, N. M., Bavdaz, M., Collon, M. J., et al. 2022, Silicon Pore Optics, *arXiv e-prints*, arXiv :2206.11291, doi : [10.48550/arXiv.2206.11291](https://doi.org/10.48550/arXiv.2206.11291)
- [20] Bartalucci, I., Arnaud, M., Pratt, G. W., & Le Brun, A. M. C. 2018, Resolving the hydrostatic mass profiles of galaxy clusters at $z \sim 1$ with XMM-Newton and Chandra, *Astronomy and Astrophysics*, 617, A64, doi : [10.1051/0004-6361/201732458](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732458)
- [21] Bartlett, J., Hardy, G., & Hepburn, I. D. 2015, Performance of a fast response miniature Adiabatic Demagnetisation Refrigerator using a single crystal tungsten magnetoresistive heat switch, *Cryogenics*, 72, 111, doi : [10.1016/j.cryogenics.2015.10.004](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2015.10.004)
- [22] Bassini, L., Rasia, E., Borgani, S., et al. 2020, The DIANOGA simulations of galaxy clusters : characterising star formation in protoclusters, *Astronomy and Astrophysics*, 642, A37, doi : [10.1051/0004-6361/202038396](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038396)
- [23] Bavdaz, M., Wille, E., Ayre, M., et al. 2021, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11852, *International Conference on Space Optics — ICSO 2020*, ed. B. Cugny, Z. Sodnik, & N. Karafolas, 1185220, doi : [10.1117/12.2599341](https://doi.org/10.1117/12.2599341)
- [24] Beaumont, S., Pajot, F., Roudil, G., et al. 2022, Development of an End-to-End De-

monstration Readout Chain for Athena/X-IFU, *Journal of Low Temperature Physics*, 209, 718, doi : [10.1007/s10909-022-02779-9](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02779-9)

- [25] Bernardeau, F. 2013, The evolution of the large-scale structure of the universe : beyond the linear regime, arXiv e-prints, arXiv :1311.2724, doi : [10.48550/arXiv.1311.2724](https://doi.org/10.48550/arXiv.1311.2724)
- [26] Bertschinger, E. 1985, Self-similar secondary infall and accretion in an Einstein-de Sitter universe, *ApJ Supplements*, 58, 39, doi : [10.1086/191028](https://doi.org/10.1086/191028)
- [27] Betancourt-Martinez, G., Pajot, F., Beaumont, S., et al. 2021, A test platform for the detection and readout chain for the Athena X-IFU, arXiv e-prints, arXiv :2107.03412, doi : [10.48550/arXiv.2107.03412](https://doi.org/10.48550/arXiv.2107.03412)
- [28] Biffi, V., Dolag, K., & Böhringer, H. 2013, Investigating the velocity structure and X-ray observable properties of simulated galaxy clusters with PHOX, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428, 1395, doi : [10.1093/mnras/sts120](https://doi.org/10.1093/mnras/sts120)
- [29] Biviano, A. 2000, in *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, ed. F. Durret & D. Gerbal, 1, doi : [10.48550/arXiv.astro-ph/0010409](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0010409)
- [30] Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1984, Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter., *Nature*, 311, 517, doi : [10.1038/311517a0](https://doi.org/10.1038/311517a0)
- [31] Boehringer, H., & Hensler, G. 1989, Metallicity-dependence of radiative cooling in optically thin, hot plasmas, *Astronomy and Astrophysics*, 215, 147
- [32] Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., et al. 1997, BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy, *A and A Supplement*, 122, 299, doi : [10.1051/aas:1997136](https://doi.org/10.1051/aas:1997136)
- [33] Böhringer, H., Dolag, K., & Chon, G. 2012, Modelling self-similar appearance of galaxy clusters in X-rays, *Astronomy and Astrophysics*, 539, A120, doi : [10.1051/0004-6361/201118000](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118000)
- [34] Böhringer, H., & Werner, N. 2010, X-ray spectroscopy of galaxy clusters : studying astrophysical processes in the largest celestial laboratories, *Astronomy and Astrophysics Review*, 18, 127, doi : [10.1007/s00159-009-0023-3](https://doi.org/10.1007/s00159-009-0023-3)
- [35] Bond, J. R., Kofman, L., & Pogosyan, D. 1996, How filaments of galaxies are woven into the cosmic web, *Nature*, 380, 603, doi : [10.1038/380603a0](https://doi.org/10.1038/380603a0)
- [36] Borgani, S., & Kravtsov, A. 2011, *Cosmological Simulations of Galaxy Clusters*, *Advanced Science Letters*, 4, 204, doi : [10.1166/asl.2011.1209](https://doi.org/10.1166/asl.2011.1209)
- [37] Bozzo, E., Barbera, M., Genolet, L., et al. 2016, The Filter Wheel and Filters development for the X-IFU instrument on-board Athena, arXiv e-prints, arXiv :1609.03776, doi : [10.48550/arXiv.1609.03776](https://doi.org/10.48550/arXiv.1609.03776)
- [38] Braginski, A. I., & Clarke, J. 2004, *Introduction* (John Wiley & Sons, Ltd), 1–28, doi : <https://doi.org/10.1002/3527603646.ch1>
- [39] Branduardi-Raymont, G., Sciortino, S., Dennerl, K., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : Solar system and exoplanets, arXiv e-prints, arXiv :1306.2332, doi : [10.48550/arXiv.1306.2332](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2332)

- [40] Bryan, G. L., & Norman, M. L. 1998, Statistical Properties of X-Ray Clusters : Analytic and Numerical Comparisons, *The Astrophysical Journal*, 495, 80, doi : [10.1086/305262](https://doi.org/10.1086/305262)
- [41] Cappellari, M., & Copin, Y. 2003, Adaptive spatial binning of integral-field spectroscopic data using Voronoi tessellations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 345, doi : [10.1046/j.1365-8711.2003.06541.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06541.x)
- [42] Cappi, M., Done, C., Behar, E., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : Astrophysics of feedback in local AGN, arXiv e-prints, arXiv :1306.2330, doi : [10.48550/arXiv.1306.2330](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2330)
- [43] Cash, W. 1979, Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio., *The Astrophysical Journal*, 228, 939, doi : [10.1086/156922](https://doi.org/10.1086/156922)
- [44] Castellani, F., Beaumont, S., Pajot, F., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12181, *Space Telescopes and Instrumentation 2022 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 1218144, doi : [10.1117/12.2630323](https://doi.org/10.1117/12.2630323)
- [45] Cavaliere, A., & Fusco-Femiano, R. 1978, The Distribution of Hot Gas in Clusters of Galaxies, *Astronomy and Astrophysics*, 70, 677
- [46] Chen, S., Prêle, D., Beilimaz, C., et al. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10699, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106994P, doi : [10.1117/12.2312710](https://doi.org/10.1117/12.2312710)
- [47] Chervenak, J. A., Irwin, K. D., Grossman, E. N., et al. 1999, Superconducting multiplexer for arrays of transition edge sensors, *Applied Physics Letters*, 74, 4043, doi : [10.1063/1.123255](https://doi.org/10.1063/1.123255)
- [48] Christensen, F. E., & Ramsey, B. D. 2022, in *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. Edited by Cosimo Bambi and Andrea Santangelo, 112, doi : [10.1007/978-981-16-4544-0_1-1](https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_1-1)
- [49] Christensen, N., Meyer, R., Knox, L., & Luey, B. 2001, Bayesian methods for cosmological parameter estimation from cosmic microwave background measurements, *Classical and Quantum Gravity*, 18, 2677, doi : [10.1088/0264-9381/18/14/306](https://doi.org/10.1088/0264-9381/18/14/306)
- [50] Churazov, E., Forman, W., Jones, C., & Böhringer, H. 2003, XMM-Newton Observations of the Perseus Cluster. I. The Temperature and Surface Brightness Structure, *The Astrophysical Journal*, 590, 225, doi : [10.1086/374923](https://doi.org/10.1086/374923)
- [51] Clerc, N., & Finoguenov, A. 2022, X-ray cluster cosmology, arXiv :2203.11906 [astro-ph]. <https://arxiv.org/abs/2203.11906>
- [52] Clerc, N., Ramos-Ceja, M. E., Ridl, J., et al. 2018, Synthetic simulations of the extragalactic sky seen by eROSITA. I. Pre-launch selection functions from Monte-Carlo simulations, *Astronomy and Astrophysics*, 617, A92, doi : [10.1051/0004-6361/201732119](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732119)
- [53] Cobo, B., Cardiel, N., Ceballos, M. T., & Peille, P. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11444, *Space Telescopes*

and Instrumentation 2020 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 1144496, doi : [10.1117/12.2562733](https://doi.org/10.1117/12.2562733)

- [54] Cobo, B., Ceballos, M. T., Peille, P., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10699, Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106994S, doi : [10.1117/12.2313268](https://doi.org/10.1117/12.2313268)
- [55] Collon, M. J., Vacanti, G., Barriere, N., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10699, Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106990Y, doi : [10.1117/12.2314479](https://doi.org/10.1117/12.2314479)
- [56] Condat, A. 2022, Optimisation d'un banc de mesure cryogénique pour la démonstration de la chaîne de détection de l'instrument X-IFU du satellite Athena
- [57] Croston, J. H., Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2006, An improved deprojection and PSF-deconvolution technique for galaxy-cluster X-ray surface-brightness profiles, *Astronomy and Astrophysics*, 459, 1007, doi : [10.1051/0004-6361:20065795](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065795)
- [58] Croston, J. H., Pratt, G. W., Böhringer, H., et al. 2008, Galaxy-cluster gas-density distributions of the representative XMM-Newton cluster structure survey (REXCESS), *Astronomy and Astrophysics*, 487, 431, doi : [10.1051/0004-6361:20079154](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079154)
- [59] Croston, J. H., Sanders, J. S., Heinz, S., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : AGN feedback in galaxy clusters and groups, arXiv e-prints, arXiv :1306.2323. <https://arxiv.org/abs/1306.2323>
- [60] Cucchetti, E. 2019, phdthesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02651013>
- [61] Cucchetti, E., Clerc, N., Pointecouteau, E., Peille, P., & Pajot, F. 2019, Towards mapping turbulence in the intra-cluster medium. II. Measurement uncertainties in the estimation of structure functions, *Astronomy and Astrophysics*, 629, A144, doi : [10.1051/0004-6361/201935677](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935677)
- [62] Cucchetti, E., Pointecouteau, E., Peille, P., et al. 2018a, Athena X-IFU synthetic observations of galaxy clusters to probe the chemical enrichment of the Universe, *Astronomy and Astrophysics*, 620, A173, doi : [10.1051/0004-6361/201833927](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833927)
- [63] Cucchetti, E., Eckart, M. E., Peille, P., et al. 2018b, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10699, Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106994M, doi : [10.1117/12.2312170](https://doi.org/10.1117/12.2312170)
- [64] Cui, W., Knebe, A., Yepes, G., et al. 2018, The Three Hundred project : a large catalogue of theoretically modelled galaxy clusters for cosmological and astrophysical applications, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 2898, doi : [10.1093/mnras/sty2111](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2111)
- [65] D'Andrea, M., Ravensberg, K., Argan, A., et al. 2022, ATHENA X-IFU Demonstration Model : First Joint Operation of the Main TES Array and its Cryogenic An-

- tiCoincidence Detector (CryoAC), *Journal of Low Temperature Physics*, 209, 433, doi : [10.1007/s10909-022-02786-w](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02786-w)
- [66] Dauser, T., Falkner, S., Lorenz, M., et al. 2019, SIXTE : a generic X-ray instrument simulation toolkit, *Astronomy and Astrophysics*, 630, A66, doi : [10.1051/0004-6361/201935978](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935978)
- [67] De Grandi, S., & Molendi, S. 2002, Temperature Profiles of Nearby Clusters of Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 567, 163, doi : [10.1086/338378](https://doi.org/10.1086/338378)
- [68] de Vries, C. P., Fioretti, V., den Herder, J. W., Schyns, E., & Pinto, S. D. 2018, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10699, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 1069965, doi : [10.1117/12.2305475](https://doi.org/10.1117/12.2305475)
- [69] de Wit, M., Gottardi, L., Taralli, E., et al. 2020, High aspect ratio transition edge sensors for x-ray spectrometry, *Journal of Applied Physics*, 128, 224501, doi : [10.1063/5.0029669](https://doi.org/10.1063/5.0029669)
- [70] de Wit, M., Gottardi, L., Ridder, M. L., et al. 2022, Mitigation of the Magnetic Field Susceptibility of Transition-Edge Sensors Using a Superconducting Groundplane, *Physical Review Applied*, 18, 024066, doi : [10.1103/PhysRevApplied.18.024066](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.024066)
- [71] Decourchelle, A., Costantini, E., Badenes, C., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : The astrophysics of supernova remnants and the interstellar medium, arXiv e-prints, arXiv :1306.2335, doi : [10.48550/arXiv.1306.2335](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2335)
- [72] Di Mascolo, L., Saro, A., Mroczkowski, T., et al. 2023, Forming intracluster gas in a galaxy protocluster at a redshift of 2.16, arXiv e-prints, arXiv :2303.16226. <https://arxiv.org/abs/2303.16226>
- [73] Döhring, T., Stollenwerk, M., Gong, Q., et al. 2015, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9628, *Optical Systems Design 2015 : Optical Fabrication, Testing, and*, ed. A. V. Duparr & R. Geyl, 962809, doi : [10.1117/12.2191112](https://doi.org/10.1117/12.2191112)
- [74] Domainko, W., Gitti, M., Schindler, S., & Kapferer, W. 2004, Feedback from intra-cluster supernovae on the ICM in cooling flow galaxy clusters, *Astronomy and Astrophysics*, 425, L21, doi : [10.1051/0004-6361:20040178](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040178)
- [75] Dong-Páez, C. A., Smith, A., Szewciw, A. O., et al. 2022, The Uchuu-SDSS galaxy lightcones : a clustering, RSD and BAO study, arXiv e-prints, arXiv :2208.00540, doi : [10.48550/arXiv.2208.00540](https://doi.org/10.48550/arXiv.2208.00540)
- [76] Dopita, M. A., & Sutherland, R. S. 2003, *Astrophysics of the diffuse universe*, doi : [10.1007/978-3-662-05866-4](https://doi.org/10.1007/978-3-662-05866-4)
- [77] Doriese, W. B., Morgan, K. M., Bennett, D. A., et al. 2016, Developments in Time-Division Multiplexing of X-ray Transition-Edge Sensors, *Journal of Low Temperature Physics*, 184, 389, doi : [10.1007/s10909-015-1373-z](https://doi.org/10.1007/s10909-015-1373-z)
- [78] Doriese, W. B., Abbamonte, P., Alpert, B. K., et al. 2017, A practical superconducting-

microcalorimeter X-ray spectrometer for beamline and laboratory science, Review of Scientific Instruments, 88, 053108, doi : [10.1063/1.4983316](https://doi.org/10.1063/1.4983316)

- [79] Dovciak, M., Matt, G., Bianchi, S., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : The close environments of supermassive black holes, arXiv e-prints, arXiv :1306.2331, doi : [10.48550/arXiv.1306.2331](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2331)
- [80] Duband, L., Charles, I., & Duval, J. M. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9144, Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. T. Takahashi, J.-W. A. den Herder, & M. Bautz, 91445W, doi : [10.1117/12.2056383](https://doi.org/10.1117/12.2056383)
- [81] Dubois, Y., Peirani, S., Pichon, C., et al. 2016, The HORIZON-AGN simulation : morphological diversity of galaxies promoted by AGN feedback, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 463, 3948, doi : [10.1093/mnras/stw2265](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2265)
- [82] Dupourqué, S., Clerc, N., Pointecouteau, E., et al. 2023, Investigating the turbulent hot gas in X-COP galaxy clusters, Astronomy and Astrophysics, 673, A91, doi : [10.1051/0004-6361/202245779](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245779)
- [83] Durkin, M., Adams, J. S., Bandler, S. R., et al. 2019, Demonstration of Athena X-IFU Compatible 40-Row Time-Division-Multiplexed Readout, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 29, 2904472, doi : [10.1109/TASC.2019.2904472](https://doi.org/10.1109/TASC.2019.2904472)
- [84] Durkin, M., O'Neil, G. C., Doriese, W. B., et al. 2020, A Predictive Control Algorithm for Time-Division-Multiplexed Readout of TES Microcalorimeters, Journal of Low Temperature Physics, 199, 275, doi : [10.1007/s10909-020-02342-4](https://doi.org/10.1007/s10909-020-02342-4)
- [85] Durkin, M., Adams, J. S., Bandler, S. R., et al. 2021, Mitigation of Finite Bandwidth Effects in Time-Division-Multiplexed SQUID Readout of TES Arrays, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 31, 1, doi : [10.1109/TASC.2021.3065279](https://doi.org/10.1109/TASC.2021.3065279)
- [86] Durret, F., Degott, L., Lobo, C., et al. 2022, Ram pressure stripping in the $z \sim 0.5$ galaxy cluster MS 0451.6-0305, Astronomy and Astrophysics, 662, A84, doi : [10.1051/0004-6361/202142983](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142983)
- [87] Eckart, M. E., Adams, J. S., Boyce, K. R., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9905, Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, & M. Bautz, 99053W, doi : [10.1117/12.2233053](https://doi.org/10.1117/12.2233053)
- [88] Eckert, D., Gaspari, M., Gastaldello, F., Brun, A. M. C. L., & O'Sullivan, E. 2021, Feedback from Active Galactic Nuclei in Galaxy Groups, Universe, 7, 142, doi : [10.3390/universe7050142](https://doi.org/10.3390/universe7050142)
- [89] Eckert, D., Vazza, F., Ettori, S., et al. 2012, The gas distribution in the outer regions of galaxy clusters, Astronomy and Astrophysics, 541, A57, doi : [10.1051/0004-6361/201118281](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118281)
- [90] Eckert, D., Ghirardini, V., Ettori, S., et al. 2019, Non-thermal pressure support in X-COP galaxy clusters, Astronomy and Astrophysics, 621, A40, doi : [10.1051/0004-6361/201833324](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833324)

- [91] Einasto, J. 1965, On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters, *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, 5, 87
- [92] Eke, V. R., Cole, S., Frenk, C. S., & Patrick Henry, J. 1998, Measuring Ω_0 using cluster evolution, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298, 1145, doi : [10.1046/j.1365-8711.1998.01713.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01713.x)
- [93] Ettori, S., & Fabian, A. C. 1999, ROSAT PSPC observations of 36 high-luminosity clusters of galaxies : constraints on the gas fraction, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 305, 834, doi : [10.1046/j.1365-8711.1999.02460.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02460.x)
- [94] Ettori, S., Pratt, G. W., de Plaa, J., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : The astrophysics of galaxy groups and clusters, arXiv e-prints, arXiv :1306.2322. <https://arxiv.org/abs/1306.2322>
- [95] Fabian, A. C. 1994, Cooling Flows in Clusters of Galaxies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32, 277, doi : [10.1146/annurev.aa.32.090194.001425](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.32.090194.001425)
- [96] —. 2012, Observational Evidence of Active Galactic Nuclei Feedback, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50, 455, doi : [10.1146/annurev-astro-081811-125521](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125521)
- [97] Fabian, A. C., Ferland, G. J., Sanders, J. S., et al. 2022, Hidden cooling flows in clusters of galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 515, 3336, doi : [10.1093/mnras/stac2003](https://doi.org/10.1093/mnras/stac2003)
- [98] Fabian, A. C., & Rees, M. J. 1995, The accretion luminosity of a massive black hole in an elliptical galaxy, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 277, L55, doi : [10.1093/mnras/277.1.L55](https://doi.org/10.1093/mnras/277.1.L55)
- [99] Feretti, L., Giovannini, G., Govoni, F., & Murgia, M. 2012, Clusters of galaxies : observational properties of the diffuse radio emission, *Astronomy and Astrophysics Review*, 20, 54, doi : [10.1007/s00159-012-0054-z](https://doi.org/10.1007/s00159-012-0054-z)
- [100] Ferrari, C., Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A. M., & Rephaeli, Y. 2008, Observations of Extended Radio Emission in Clusters, *Space Science Review*, 134, 93, doi : [10.1007/s11214-008-9311-x](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9311-x)
- [101] Finoguenov, A., Ponman, T. J., Osmond, J. P. F., & Zimer, M. 2007, XMM-Newton study of $0.012 < z < 0.024$ groups - I. Overview of the IGM thermodynamics, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 374, 737, doi : [10.1111/j.1365-2966.2006.11194.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11194.x)
- [102] Finoguenov, A., Reiprich, T. H., & Böhringer, H. 2001, Details of the mass-temperature relation for clusters of galaxies, *Astronomy and Astrophysics*, 368, 749, doi : [10.1051/0004-6361:20010080](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010080)
- [103] Fischer, P., Neeser, W., Trimpl, M., Ulrici, J., & Wermes, N. 2003, Readout concepts for DEPFET pixel arrays, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 512, 318, doi : [10.1016/S0168-9002\(03\)01909-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01909-0)

- [104] Fixsen, D. J. 2009, The Temperature of the Cosmic Microwave Background, *The Astrophysical Journal*, 707, 916, doi : [10.1088/0004-637X/707/2/916](https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916)
- [105] Foreman-Mackey, D., Farr, W., Sinha, M., et al. 2019, emcee v3 : A Python ensemble sampling toolkit for affine-invariant MCMC, *The Journal of Open Source Software*, 4, 1864, doi : [10.21105/joss.01864](https://doi.org/10.21105/joss.01864)
- [106] Foster, A. R., Ji, L., Smith, R. K., & Brickhouse, N. S. 2012, Updated Atomic Data and Calculations for X-Ray Spectroscopy, *The Astrophysical Journal*, 756, 128, doi : [10.1088/0004-637X/756/2/128](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/2/128)
- [107] Fowler, J. W., Alpert, B. K., Doriese, W. B., et al. 2016, The Practice of Pulse Processing, *Journal of Low Temperature Physics*, 184, 374, doi : [10.1007/s10909-015-1380-0](https://doi.org/10.1007/s10909-015-1380-0)
- [108] Fowler, J. W., Alpert, B. K., Doriese, W. B., et al. 2015, Microcalorimeter Spectroscopy at High Pulse Rates : A Multi-pulse Fitting Technique, *ApJ Supplements*, 219, 35, doi : [10.1088/0067-0049/219/2/35](https://doi.org/10.1088/0067-0049/219/2/35)
- [109] Friedmann, A. 1924, Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes, *Zeitschrift für Physik*, 21, 326, doi : [10.1007/BF01328280](https://doi.org/10.1007/BF01328280)
- [110] Gardner, A., Baxter, E., Raghunathan, S., Cui, W., & Ceverino, D. 2023, Prospects for studying the mass and gas in protoclusters with future CMB observations, arXiv e-prints, arXiv :2307.15309, doi : [10.48550/arXiv.2307.15309](https://doi.org/10.48550/arXiv.2307.15309)
- [111] Gaspari, M., Tombesi, F., & Cappi, M. 2020, Linking macro-, meso- and microscales in multiphase AGN feeding and feedback, *Nature Astronomy*, 4, 10, doi : [10.1038/s41550-019-0970-1](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0970-1)
- [112] Gastaldello, F., Simionescu, A., Mernier, F., et al. 2021, The Metal Content of the Hot Atmospheres of Galaxy Groups, *Universe*, 7, 208, doi : [10.3390/universe7070208](https://doi.org/10.3390/universe7070208)
- [113] Georgakakis, A., Carrera, F., Lanzuisi, G., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : Understanding the build-up of supermassive black holes and galaxies at the heyday of the Universe, arXiv e-prints, arXiv :1306.2328, doi : [10.48550/arXiv.1306.2328](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2328)
- [114] Ghirardini, V., Eckert, D., Ettori, S., et al. 2019, Universal thermodynamic properties of the intracluster medium over two decades in radius in the X-COP sample, *Astronomy and Astrophysics*, 621, A41, doi : [10.1051/0004-6361/201833325](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833325)
- [115] Ghirardini, V., Bulbul, E., Kraft, R., et al. 2021, Evolution of the Thermodynamic Properties of Clusters of Galaxies out to Redshift of 1.8, *The Astrophysical Journal*, 910, 14, doi : [10.3847/1538-4357/abc68d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abc68d)
- [116] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System, *Physical Review Letters*, 9, 439, doi : [10.1103/PhysRevLett.9.439](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.439)
- [117] Gianfagna, G., Rasia, E., Cui, W., De Petris, M., & Yepes, G. 2022, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 257, mm Universe @ NIKA2 - Observing the mm Universe with the NIKA2 Camera, 00020, doi : [10.1051/epjconf/202225700020](https://doi.org/10.1051/epjconf/202225700020)

- [118] Gianfagna, G., De Petris, M., Yepes, G., et al. 2021, Exploring the hydrostatic mass bias in MUSIC clusters : application to the NIKA2 mock sample, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 502, 5115, doi : [10.1093/mnras/stab308](https://doi.org/10.1093/mnras/stab308)
- [119] Gilli, R., Comastri, A., & Hasinger, G. 2007, The synthesis of the cosmic X-ray background in the Chandra and XMM-Newton era, *Astronomy and Astrophysics*, 463, 79, doi : [10.1051/0004-6361:20066334](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066334)
- [120] Goodman, J., & Weare, J. 2010, Ensemble samplers with affine invariance, *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, 5, 65, doi : [10.2140/camcos.2010.5.65](https://doi.org/10.2140/camcos.2010.5.65)
- [121] Gott, J. R., I., & Rees, M. J. 1975, A theory of galaxy formation and clustering., *Astronomy and Astrophysics*, 45, 365
- [122] Gottardi, L., de Wit, M., Taralli, E., Nagayashi, K., & Kozorezov, A. 2021, Voltage Fluctuations in ac Biased Superconducting Transition-Edge Sensors, *Physical Review Letters*, 126, 217001, doi : [10.1103/PhysRevLett.126.217001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.217001)
- [123] Gottardi, L., & Nagayoshi, K. 2022, A Review of X-ray Microcalorimeters Based on Superconducting Transition Edge Sensors for Astrophysics and Particle Physics, arXiv e-prints, arXiv :2210.06914, doi : [10.48550/arXiv.2210.06914](https://doi.org/10.48550/arXiv.2210.06914)
- [124] Gottardi, L., & Smith, S. 2022, Transition-Edge Sensors for cryogenic X-ray imaging spectrometers, arXiv e-prints, arXiv :2210.06617, doi : [10.48550/arXiv.2210.06617](https://doi.org/10.48550/arXiv.2210.06617)
- [125] Grohs, E., & Fuller, G. M. 2023, Big Bang Nucleosynthesis, arXiv e-prints, arXiv :2301.12299, doi : [10.48550/arXiv.2301.12299](https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.12299)
- [126] Gunn, J. E., & Gott, J. Richard, I. 1972, On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution, *The Astrophysical Journal*, 176, 1, doi : [10.1086/151605](https://doi.org/10.1086/151605)
- [127] Haardt, F., & Madau, P. 2001, in *Clusters of Galaxies and the High Redshift Universe Observed in X-rays*, ed. D. M. Neumann & J. T. V. Tran, 64. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106018>
- [128] Haller, E. E. 1995, Isotopically engineered semiconductors, *Journal of Applied Physics*, 77, 2857, doi : [10.1063/1.358700](https://doi.org/10.1063/1.358700)
- [129] Hansen, E. W., & Law, P.-L. 1985, Recursive methods for computing the Abel transform and its inverse, *Journal of the Optical Society of America A*, 2, 510, doi : [10.1364/JOSAA.2.000510](https://doi.org/10.1364/JOSAA.2.000510)
- [130] Hasinger, G., Miyaji, T., & Schmidt, M. 2005, Luminosity-dependent evolution of soft X-ray selected AGN. New Chandra and XMM-Newton surveys, *Astronomy and Astrophysics*, 441, 417, doi : [10.1051/0004-6361:20042134](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042134)
- [131] Henden, N. A., Puchwein, E., Shen, S., & Sijacki, D. 2018, The FABLE simulations : a feedback model for galaxies, groups, and clusters, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 479, 5385, doi : [10.1093/mnras/sty1780](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1780)

- [132] Herschel, W. 1785, On the Construction of the Heavens., Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I, 75, 213
- [133] Hijmering, R., Khosropanah, P., Ridder, M., et al. 2013, Effects of Magnetic Fields on Highly Sensitive TiAu TES Bolometers, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 23, 2101505, doi : [10.1109/TASC.2013.2255945](https://doi.org/10.1109/TASC.2013.2255945)
- [134] Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2016, The quiescent intra-cluster medium in the core of the Perseus cluster, Nature, 535, 117, doi : [10.1038/nature18627](https://doi.org/10.1038/nature18627)
- [135] Hlavacek-Larrondo, J., Li, Y., & Churazov, E. 2022, in Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics. Edited by Cosimo Bambi and Andrea Santangelo, 5, doi : [10.1007/978-981-16-4544-0_122-1](https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_122-1)
- [136] Hopkins, A. M., & Beacom, J. F. 2006, On the Normalization of the Cosmic Star Formation History, The Astrophysical Journal, 651, 142, doi : [10.1086/506610](https://doi.org/10.1086/506610)
- [137] Hubble, E. 1929, A Relation between Distance and Radial Velocity among Extragalactic Nebulae, Proceedings of the National Academy of Science, 15, 168, doi : [10.1073/pnas.15.3.168](https://doi.org/10.1073/pnas.15.3.168)
- [138] Hubble, E. P. 1926, Extragalactic nebulae., The Astrophysical Journal, 64, 321, doi : [10.1086/143018](https://doi.org/10.1086/143018)
- [139] Irwin, K. D., & Hilton, G. C. 2005, in Cryogenic Particle Detection, ed. C. Enss, Vol. 99, 63, doi : [10.1007/10933596_3](https://doi.org/10.1007/10933596_3)
- [140] Ishiyama, T., Prada, F., Klypin, A. A., et al. 2021, The Uchuu simulations : Data Release 1 and dark matter halo concentrations, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 506, 4210, doi : [10.1093/mnras/stab1755](https://doi.org/10.1093/mnras/stab1755)
- [141] Jackson, B. D., van Weers, H., van der Kuur, J., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9905, Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, & M. Bautz, 99052I, doi : [10.1117/12.2232544](https://doi.org/10.1117/12.2232544)
- [142] Jaklevic, R. C., Lambe, J., Silver, A. H., & Mercereau, J. E. 1964, Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling, Physical Review Letters, 12, 159, doi : [10.1103/PhysRevLett.12.159](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.159)
- [143] Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. 2001, XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations, Astronomy and Astrophysics, 365, L1, doi : [10.1051/0004-6361:20000036](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000036)
- [144] Johnson, J. B. 1928, Thermal Agitation of Electricity in Conductors, Phys. Rev., 32, 97, doi : [10.1103/PhysRev.32.97](https://doi.org/10.1103/PhysRev.32.97)
- [145] Jonker, P., O'Brien, P., Amati, L., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : Luminous extragalactic transients, arXiv e-prints, arXiv :1306.2336, doi : [10.48550/arXiv.1306.2336](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2336)

- [146] Josephson, B. D. 1962, Possible new effects in superconductive tunnelling, *Physics Letters*, 1, 251, doi : [10.1016/0031-9163\(62\)91369-0](https://doi.org/10.1016/0031-9163(62)91369-0)
- [147] Kaastra, J., Finoguenov, A., Nicastro, F., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : The missing baryons and the warm-hot intergalactic medium, arXiv e-prints, arXiv :1306.2324, doi : [10.48550/arXiv.1306.2324](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2324)
- [148] Kaastra, J. S., & Bleeker, J. A. M. 2016, Optimal binning of X-ray spectra and response matrix design, *Astronomy and Astrophysics*, 587, A151, doi : [10.1051/0004-6361/201527395](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527395)
- [149] Kaiser, K. L. 2004, Electromagnetic compatibility handbook. <https://www.semanticscholar.org/paper/Electromagnetic-compatibility-handbook-Kaiser/59ef863a80f091fb307e03a1f3cd9e6e36bc4ebf>
- [150] Kaiser, N. 1986, Evolution and clustering of rich clusters., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 222, 323, doi : [10.1093/mnras/222.2.323](https://doi.org/10.1093/mnras/222.2.323)
- [151] Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections, *Astronomy and Astrophysics*, 440, 775, doi : [10.1051/0004-6361:20041864](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041864)
- [152] Kammoun, E. S., Barret, D., Peille, P., et al. 2022, The defocused observations of bright sources with Athena/X-IFU, *Astronomy and Astrophysics*, 664, A29, doi : [10.1051/0004-6361/202243606](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243606)
- [153] Kellogg, E., Gursky, H., Leong, C., et al. 1971, X-Ray Observations of the Virgo Cluster, NGC 5128, and 3c 273 from the UHURU Satellite, *ApJ Letters*, 165, L49, doi : [10.1086/180714](https://doi.org/10.1086/180714)
- [154] Kilbourne, C. A., Doriese, W. B., Bandler, S. R., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7011, *Space Telescopes and Instrumentation 2008 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. M. J. L. Turner & K. A. Flanagan, 701104, doi : [10.1117/12.790027](https://doi.org/10.1117/12.790027)
- [155] King, I. R. 1966, The structure of star clusters. III. Some simple dynamical models, *The Astronomical Journal*, 71, 64, doi : [10.1086/109857](https://doi.org/10.1086/109857)
- [156] Kitayama, T., Ueda, S., Takakuwa, S., et al. 2016, The Sunyaev-Zel'dovich effect at 5" : RX J1347.5-1145 imaged by ALMA, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 68, 88, doi : [10.1093/pasj/psw082](https://doi.org/10.1093/pasj/psw082)
- [157] Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation, *ApJ Supplements*, 180, 330, doi : [10.1088/0067-0049/180/2/330](https://doi.org/10.1088/0067-0049/180/2/330)
- [158] Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation, *ApJ Supplements*, 192, 18, doi : [10.1088/0067-0049/192/2/18](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/18)

- [159] Kozorezov, A., Golubov, A. A., Martin, D. D. E., et al. 2011, Modelling the resistive state in a transition edge sensor, *Applied Physics Letters*, 99, 063503, doi : [10.1063/1.3621829](https://doi.org/10.1063/1.3621829)
- [160] Kravtsov, A. V., & Borgani, S. 2012, Formation of Galaxy Clusters, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50, 353, doi : [10.1146/annurev-astro-081811-125502](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125502)
- [161] Kunz, M. W., Jones, T. W., & Zhuravleva, I. 2022, in *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, 56, doi : [10.1007/978-981-16-4544-0_125-1](https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_125-1)
- [162] Lau, E. T., Nagai, D., Avestruz, C., Nelson, K., & Vikhlinin, A. 2015, Mass Accretion and its Effects on the Self-similarity of Gas Profiles in the Outskirts of Galaxy Clusters, *The Astrophysical Journal*, 806, 68, doi : [10.1088/0004-637X/806/1/68](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/1/68)
- [163] Leavitt, H. S., & Pickering, E. C. 1912, Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud., *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1
- [164] Lemaître, G. 1927, Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47, 49
- [165] Lemson, G., & Virgo Consortium, t. 2006, Halo and Galaxy Formation Histories from the Millennium Simulation : Public release of a VO-oriented and SQL-queryable database for studying the evolution of galaxies in the LambdaCDM cosmogony, arXiv e-prints, astro, doi : [10.48550/arXiv.astro-ph/0608019](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0608019)
- [166] Lindeman, M. A., Bandler, S., Brekosky, R. P., et al. 2004, Characterization and reduction of noise in Mo/Au transition edge sensors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 520, 348, doi : [10.1016/j.nima.2003.11.264](https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.264)
- [167] Lotti, S., Cea, D., Macculi, C., et al. 2014, In-orbit background of X-ray microcalorimeters and its effects on observations, *Astronomy and Astrophysics*, 569, A54, doi : [10.1051/0004-6361/201323307](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323307)
- [168] Lotti, S., D'Andrea, M., Molendi, S., et al. 2021, Review of the Particle Background of the Athena X-IFU Instrument, *The Astrophysical Journal*, 909, 111, doi : [10.3847/1538-4357/abd94c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd94c)
- [169] Lovisari, L., Ettori, S., Gaspari, M., & Giles, P. A. 2021, Scaling Properties of Galaxy Groups, *Universe*, 7, 139, doi : [10.3390/universe7050139](https://doi.org/10.3390/universe7050139)
- [170] Lovisari, L., & Maughan, B. J. 2022, Scaling relations of clusters and groups, and their evolution, arXiv :2202.07673 [astro-ph]. <http://arxiv.org/abs/2202.07673>
- [171] Macculi, C., Argan, A., D'Andrea, M., et al. 2016, The Cryogenic AntiCoincidence Detector for the ATHENA X-IFU : Design Aspects by Geant4 Simulation and Preliminary Characterization of the New Single Pixel, *Journal of Low Temperature Physics*, 184, 680, doi : [10.1007/s10909-015-1439-y](https://doi.org/10.1007/s10909-015-1439-y)
- [172] Mather, J. C. 1982, Bolometer noise : nonequilibrium theory, *Applied Optics*, 21, 1125, doi : [10.1364/AO.21.001125](https://doi.org/10.1364/AO.21.001125)

- [173] Mazzotta, P., Rasia, E., Moscardini, L., & Tormen, G. 2004, Comparing the temperatures of galaxy clusters from hydrodynamical N-body simulations to Chandra and XMM-Newton observations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 354, 10, doi : [10.1111/j.1365-2966.2004.08167.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08167.x)
- [174] McCammon, D. 2005a, in *Cryogenic Particle Detection*, ed. C. Enss, Vol. 99, 1, doi : [10.1007/10933596_1](https://doi.org/10.1007/10933596_1)
- [175] —. 2005b, in *Cryogenic Particle Detection*, ed. C. Enss, Vol. 99, 35, doi : [10.1007/10933596_2](https://doi.org/10.1007/10933596_2)
- [176] McCammon, D., Almy, R., Apodaca, E., et al. 2002, A High Spectral Resolution Observation of the Soft X-Ray Diffuse Background with Thermal Detectors, *The Astrophysical Journal*, 576, 188, doi : [10.1086/341727](https://doi.org/10.1086/341727)
- [177] McCarthy, I. G., Schaye, J., Ponman, T. J., et al. 2010, The case for AGN feedback in galaxy groups, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406, 822, doi : [10.1111/j.1365-2966.2010.16750.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16750.x)
- [178] McNamara, B. R., & Nulsen, P. E. J. 2007, Heating Hot Atmospheres with Active Galactic Nuclei, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 45, 117, doi : [10.1146/annurev.astro.45.051806.110625](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110625)
- [179] —. 2012, Mechanical feedback from active galactic nuclei in galaxies, groups and clusters, *New Journal of Physics*, 14, 055023, doi : [10.1088/1367-2630/14/5/055023](https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/5/055023)
- [180] Meidinger, N., & Müller-Seidnitz, J. 2022, in *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. Edited by Cosimo Bambi and Andrea Santangelo, 20, doi : [10.1007/978-981-16-4544-0_20-1](https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_20-1)
- [181] Meidinger, N., Barbera, M., Emberger, V., et al. 2017, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 10397, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. O. H. Siegmund, 103970V, doi : [10.1117/12.2271844](https://doi.org/10.1117/12.2271844)
- [182] Meidinger, N., Albrecht, S., Beitler, C., et al. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11444, *Space Telescopes and Instrumentation 2020 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 114440T, doi : [10.1117/12.2560507](https://doi.org/10.1117/12.2560507)
- [183] Mernier, F., & Biffi, V. 2022, in *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. Edited by Cosimo Bambi and Andrea Santangelo, 12, doi : [10.1007/978-981-16-4544-0_123-1](https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_123-1)
- [184] Mernier, F., de Plaa, J., Kaastra, J. S., et al. 2017, Radial metal abundance profiles in the intra-cluster medium of cool-core galaxy clusters, groups, and ellipticals, *Astronomy and Astrophysics*, 603, A80, doi : [10.1051/0004-6361/201630075](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630075)
- [185] Mernier, F., Biffi, V., Yamaguchi, H., et al. 2018a, Enrichment of the Hot Intra-cluster Medium : Observations, *Space Science Review*, 214, 129, doi : [10.1007/s11214-018-0565-7](https://doi.org/10.1007/s11214-018-0565-7)

- [186] Mernier, F., de Plaa, J., Werner, N., et al. 2018b, Mass-invariance of the iron enrichment in the hot haloes of massive ellipticals, groups, and clusters of galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478, L116, doi : [10.1093/mnrasl/sly080](https://doi.org/10.1093/mnrasl/sly080)
- [187] Mernier, F., Cucchetti, E., Tornatore, L., et al. 2020, Constraining the origin and models of chemical enrichment in galaxy clusters using the Athena X-IFU, *Astronomy and Astrophysics*, 642, A90, doi : [10.1051/0004-6361/202038638](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038638)
- [188] Messier, C. 1781, *Catalogue des Nébuleuses et des Amas d'Étoiles (Catalog of Nebulae and Star Clusters)*, *Connaissance des Temps ou des Mouvements Célestes*, for 1784, p. 227-267
- [189] Miniussi, A. R., Adams, J. S., Bandler, S. R., et al. 2018, Performance of an X-ray Microcalorimeter with a 240 μm Absorber and a 50 μm TES Bilayer, *Journal of Low Temperature Physics*, 193, 337, doi : [10.1007/s10909-018-1974-4](https://doi.org/10.1007/s10909-018-1974-4)
- [190] —. 2019, Design of Magnetic Shielding and Field Coils for a TES X-ray Microcalorimeter Test Platform, *Journal of Low Temperature Physics*, 194, 433, doi : [10.1007/s10909-018-02131-0](https://doi.org/10.1007/s10909-018-02131-0)
- [191] Mitchell, R. J., Culhane, J. L., Davison, P. J. N., & Ives, J. C. 1976, Ariel 5 observations of the X-ray spectrum of the Perseus cluster., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 175, 29P, doi : [10.1093/mnras/175.1.29P](https://doi.org/10.1093/mnras/175.1.29P)
- [192] Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, The X-Ray Observatory Suzaku, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 59, S1, doi : [10.1093/pasj/59.sp1.S1](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S1)
- [193] Molendi, S., & Pizzolato, F. 2001, Is the Gas in Cooling Flows Multiphase?, *The Astrophysical Journal*, 560, 194, doi : [10.1086/322387](https://doi.org/10.1086/322387)
- [194] Moretti, A., Campana, S., Lazzati, D., & Tagliaferri, G. 2003, The Resolved Fraction of the Cosmic X-Ray Background, *The Astrophysical Journal*, 588, 696, doi : [10.1086/374335](https://doi.org/10.1086/374335)
- [195] Morrison, R., & McCammon, D. 1983, Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV., *The Astrophysical Journal*, 270, 119, doi : [10.1086/161102](https://doi.org/10.1086/161102)
- [196] Moseley, S. H., Kelley, R. L., Schoelkopf, R. J., Szymkowiak, A. E., & McCammon, D. 1988, Advances toward high spectral resolution quantum X-ray calorimetry, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 35, 59, doi : [10.1109/23.12673](https://doi.org/10.1109/23.12673)
- [197] Moseley, S. H., Mather, J. C., & McCammon, D. 1984, Thermal detectors as x-ray spectrometers, *Journal of Applied Physics*, 56, 1257, doi : [10.1063/1.334129](https://doi.org/10.1063/1.334129)
- [198] Motch, C., Wilms, J., Barret, D., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : End points of stellar evolution, arXiv e-prints, arXiv :1306.2334, doi : [10.48550/arXiv.1306.2334](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2334)
- [199] Mulchaey, J. S. 2000, X-ray Properties of Groups of Galaxies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38, 289, doi : [10.1146/annurev.astro.38.1.289](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.38.1.289)
- [200] Nagai, D., Kravtsov, A. V., & Vikhlinin, A. 2007, Effects of Galaxy Formation on

- Thermodynamics of the Intracluster Medium, *The Astrophysical Journal*, 668, 1, doi : [10.1086/521328](https://doi.org/10.1086/521328)
- [201] Nandra, K., Barret, D., Barcons, X., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : A White Paper presenting the science theme motivating the Athena+ mission, arXiv e-prints, arXiv :1306.2307. <https://arxiv.org/abs/1306.2307>
- [202] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, The Structure of Cold Dark Matter Halos, *The Astrophysical Journal*, 462, 563, doi : [10.1086/177173](https://doi.org/10.1086/177173)
- [203] Nicastro, F., Kaastra, J., Krongold, Y., et al. 2018, Observations of the missing baryons in the warm-hot intergalactic medium, *Nature*, 558, 406, doi : [10.1038/s41586-018-0204-1](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0204-1)
- [204] Nyquist, H. 1928, Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors, *Phys. Rev.*, 32, 110, doi : [10.1103/PhysRev.32.110](https://doi.org/10.1103/PhysRev.32.110)
- [205] Oppenheimer, B. D., Babul, A., Bahé, Y., Butsky, I. S., & McCarthy, I. G. 2021, Simulating Groups and the IntraGroup Medium : The Surprisingly Complex and Rich Middle Ground between Clusters and Galaxies, *Universe*, 7, 209, doi : [10.3390/universe7070209](https://doi.org/10.3390/universe7070209)
- [206] Parot, Y. 2021, RAS prototype Design Report
- [207] Peacock, J. A. 1999, *Cosmological Physics*
- [208] Peebles, P. J. E. 1993, *Principles of Physical Cosmology*, doi : [10.1515/9780691206721](https://doi.org/10.1515/9780691206721)
- [209] Peebles, P. J. E., & Ratra, B. 2003, The Cosmological Constant and Dark Energy, *Reviews of Modern Physics*, 75, 559, doi : [10.1103/RevModPhys.75.559](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.559)
- [210] Peille, P., Dauser, T., Kirsch, C., et al. 2018, The Performance of the Athena X-ray Integral Field Unit at Very High Count Rates, *Journal of Low Temperature Physics*, 193, 940, doi : [10.1007/s10909-018-1964-6](https://doi.org/10.1007/s10909-018-1964-6)
- [211] Peres, C. B., Fabian, A. C., Edge, A. C., et al. 1998, A ROSAT study of the cores of clusters of galaxies - I. Cooling flows in an X-ray flux-limited sample, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298, 416, doi : [10.1046/j.1365-8711.1998.01624.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01624.x)
- [212] Perivolaropoulos, L., & Skara, F. 2022, Challenges for Lambda-CDM : An update, *New Astronomy Reviews*, 95, 101659, doi : [10.1016/j.newar.2022.101659](https://doi.org/10.1016/j.newar.2022.101659)
- [213] Peterson, J. R., & Fabian, A. C. 2006, X-ray spectroscopy of cooling clusters, *Physics Reports*, 427, 1, doi : [10.1016/j.physrep.2005.12.007](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.007)
- [214] Peterson, J. R., Kahn, S. M., Paerels, F. B. S., et al. 2003, High-Resolution X-Ray Spectroscopic Constraints on Cooling-Flow Models for Clusters of Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 590, 207, doi : [10.1086/374830](https://doi.org/10.1086/374830)
- [215] Piro, L., Ahlers, M., Coleiro, A., et al. 2022, Athena synergies in the multi-messenger and transient universe, *Experimental Astronomy*, 54, 23, doi : [10.1007/s10686-022-09865-6](https://doi.org/10.1007/s10686-022-09865-6)

- [216] Planck Collaboration. 2014, Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, *Astronomy and Astrophysics*, 571, A16, doi : [10.1051/0004-6361/201321591](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321591)
- [217] —. 2016, Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A13, doi : [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830)
- [218] —. 2020, Planck 2018 results. X. Constraints on inflation, *Astronomy and Astrophysics*, 641, A10, doi : [10.1051/0004-6361/201833887](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833887)
- [219] Planelles, S., Schleicher, D. R. G., & Bykov, A. M. 2015, Large-Scale Structure Formation : from the first non-linear objects to massive galaxy clusters, *Space Science Reviews*, 188, 93, doi : [10.1007/s11214-014-0045-7](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0045-7)
- [220] Pointecouteau, E., Arnaud, M., Kaastra, J., & de Plaa, J. 2004, XMM-Newton observation of the relaxed cluster A478 : Gas and dark matter distribution from $0.01R_{200}$ to $0.5R_{200}$, *Astronomy and Astrophysics*, 423, 33, doi : [10.1051/0004-6361:20035856](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20035856)
- [221] Pointecouteau, E., Arnaud, M., & Pratt, G. W. 2005, The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile, *Astronomy and Astrophysics*, 435, 1, doi : [10.1051/0004-6361:20042569](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042569)
- [222] Pointecouteau, E., Reiprich, T. H., Adami, C., et al. 2013, The Hot and Energetic Universe : The evolution of galaxy groups and clusters, arXiv e-prints, arXiv :1306.2319. <https://arxiv.org/abs/1306.2319>
- [223] Pradhan, P., Falcone, A. D., Kennea, J. A., & Burrows, D. N. 2020, Exploring rapid transient detection with the Athena Wide Field Imager, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 6, 038002, doi : [10.1117/1.JATIS.6.3.038002](https://doi.org/10.1117/1.JATIS.6.3.038002)
- [224] Pratt, G. W., & Arnaud, M. 2002, The mass profile of A1413 observed with XMM-Newton : Implications for the M-T relation, *Astronomy and Astrophysics*, 394, 375, doi : [10.1051/0004-6361:20021032](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021032)
- [225] Pratt, G. W., Arnaud, M., Biviano, A., et al. 2019, The Galaxy Cluster Mass Scale and Its Impact on Cosmological Constraints from the Cluster Population, *Space Science Review*, 215, 25, doi : [10.1007/s11214-019-0591-0](https://doi.org/10.1007/s11214-019-0591-0)
- [226] Pratt, G. W., Arnaud, M., Maughan, B. J., & Melin, J.-B. 2022, Linking a universal gas density profile to the core-excised X-ray luminosity in galaxy clusters up to $z \sim 1.1$, *Astronomy & Astrophysics*, doi : [10.1051/0004-6361/202243074](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243074)
- [227] Pratt, G. W., Croston, J. H., Arnaud, M., & Böhringer, H. 2009, Galaxy cluster X-ray luminosity scaling relations from a representative local sample (REXCESS), *Astronomy and Astrophysics*, 498, 361, doi : [10.1051/0004-6361/200810994](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810994)
- [228] Pratt, G. W., Arnaud, M., Piffaretti, R., et al. 2010, Gas entropy in a representative sample of nearby X-ray galaxy clusters (REXCESS) : relationship to gas mass fraction, *Astronomy and Astrophysics*, 511, A85, doi : [10.1051/0004-6361/200913309](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913309)
- [229] Predehl, P., Andritschke, R., Arefiev, V., et al. 2021, The eROSITA X-ray telescope on SRG, *Astronomy and Astrophysics*, 647, A1, doi : [10.1051/0004-6361/202039313](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039313)

- [230] Prêle, D., Chen, S., Coleiro, A., et al. 2020, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11444, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114443U, doi : [10.1117/12.2560367](https://doi.org/10.1117/12.2560367)
- [231] Press, W. H., & Schechter, P. 1974, Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation, *The Astrophysical Journal*, 187, 425, doi : [10.1086/152650](https://doi.org/10.1086/152650)
- [232] Rau, A., Nandra, K., Aird, J., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9905, Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, & M. Bautz, 99052B, doi : [10.1117/12.2235268](https://doi.org/10.1117/12.2235268)
- [233] Ravera, L., Barret, D., den Herder, J. W., et al. 2014a, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9144, Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. T. Takahashi, J.-W. A. den Herder, & M. Bautz, 91442L, doi : [10.1117/12.2055884](https://doi.org/10.1117/12.2055884)
- [234] Ravera, L., Cara, C., Ceballos, M. T., et al. 2014b, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9144, Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. T. Takahashi, J.-W. A. den Herder, & M. Bautz, 91445T, doi : [10.1117/12.2055750](https://doi.org/10.1117/12.2055750)
- [235] Ravera, L., Gumuchian, P., Clénet, A., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10699, Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106994V, doi : [10.1117/12.2313519](https://doi.org/10.1117/12.2313519)
- [236] Reintsema, C. D., Beyer, J., Nam, S. W., et al. 2003, Prototype system for superconducting quantum interference device multiplexing of large-format transition-edge sensor arrays, *Review of Scientific Instruments*, 74, 4500, doi : [10.1063/1.1605259](https://doi.org/10.1063/1.1605259)
- [237] Reiprich, T. H., Basu, K., Ettori, S., et al. 2013, Outskirts of Galaxy Clusters, *Space Science Review*, 177, 195, doi : [10.1007/s11214-013-9983-8](https://doi.org/10.1007/s11214-013-9983-8)
- [238] Reiprich, T. H., Hudson, D. S., Zhang, Y. Y., et al. 2009, Suzaku measurement of Abell 2204's intracluster gas temperature profile out to 1800 kpc, *Astronomy and Astrophysics*, 501, 899, doi : [10.1051/0004-6361/200810404](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810404)
- [239] Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., et al. 2021, Cosmic Distances Calibrated to 1% Precision with Gaia EDR3 Parallaxes and Hubble Space Telescope Photometry of 75 Milky Way Cepheids Confirm Tension with Λ CDM, *ApJ Letters*, 908, L6, doi : [10.3847/2041-8213/abdbaf](https://doi.org/10.3847/2041-8213/abdbaf)
- [240] Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant, *The Astrophysical Journal*, 116, 1009, doi : [10.1086/300499](https://doi.org/10.1086/300499)
- [241] Roncarelli, M., Gaspari, M., Ettori, S., et al. 2018, Measuring turbulence and gas motions in galaxy clusters via synthetic Athena X-IFU observations, *Astronomy and Astrophysics*, 618, A39, doi : [10.1051/0004-6361/201833371](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833371)

- [242] Rosati, P., Borgani, S., & Norman, C. 2002, The Evolution of X-ray Clusters of Galaxies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40, 539, doi : [10.1146/annurev.astro.40.120401.150547](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.40.120401.150547)
- [243] Rossetti, M., & Molendi, S. 2010, Cool core remnants in galaxy clusters, *Astronomy and Astrophysics*, 510, A83, doi : [10.1051/0004-6361/200913156](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913156)
- [244] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- [245] Sadleir, J. E., Smith, S. J., Bandler, S. R., Chervenak, J. A., & Clem, J. R. 2010, Longitudinal Proximity Effects in Superconducting Transition-Edge Sensors, *Physical Review Letters*, 104, 047003, doi : [10.1103/PhysRevLett.104.047003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.047003)
- [246] Sakai, K., Adams, J. S., Bandler, S. R., et al. 2022, Developments of Laboratory-Based Transition-Edge Sensor Readout Electronics Using Commercial-Off-The-Shelf Modules, *Journal of Low Temperature Physics*, 209, 743, doi : [10.1007/s10909-022-02810-z](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02810-z)
- [247] Sanders, J. S. 2023, High-resolution X-ray spectroscopy of clusters of galaxies, arXiv e-prints, arXiv :2301.12791, doi : [10.48550/arXiv.2301.12791](https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.12791)
- [248] Santangelo, A., Madonia, R., & Piraino, S. 2023, A Chronological History of X-Ray Astronomy Missions, arXiv e-prints, arXiv :2307.06652, doi : [10.48550/arXiv.2307.06652](https://doi.org/10.48550/arXiv.2307.06652)
- [249] Santos, J. S., Tozzi, P., Rosati, P., & Böhringer, H. 2010, The evolution of cool-core clusters, *Astronomy and Astrophysics*, 521, A64, doi : [10.1051/0004-6361/201015208](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015208)
- [250] Sarazin, C. L. 1986, X-ray emission from clusters of galaxies, *Reviews of Modern Physics*, 58, 1, doi : [10.1103/RevModPhys.58.1](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.1)
- [251] Schaye, J., & Dalla Vecchia, C. 2008, On the relation between the Schmidt and Kennicutt-Schmidt star formation laws and its implications for numerical simulations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383, 1210, doi : [10.1111/j.1365-2966.2007.12639.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12639.x)
- [252] Schaye, J., Dalla Vecchia, C., Booth, C. M., et al. 2010, The physics driving the cosmic star formation history, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402, 1536, doi : [10.1111/j.1365-2966.2009.16029.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16029.x)
- [253] Schaye, J., Crain, R. A., Bower, R. G., et al. 2015, The EAGLE project : simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446, 521, doi : [10.1093/mnras/stu2058](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2058)
- [254] Scheck, D., Sanders, J. S., Biffi, V., et al. 2023, Hydrostatic mass profiles of galaxy clusters in the eROSITA survey, *Astronomy and Astrophysics*, 670, A33, doi : [10.1051/0004-6361/202244582](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244582)
- [255] Schmid, C., Smith, R. K., & Wilms, J. 2013, SIMPUT - A File Format for Simulation input. <https://hea-www.harvard.edu/heasarc/formats/simput-1.1.0.pdf>
- [256] Sciortino, S., Rauw, G., Audard, M., et al. 2013, *The Hot and Energetic Universe : Star*

- formation and evolution, arXiv e-prints, arXiv :1306.2333, doi : [10.48550/arXiv.1306.2333](https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.2333)
- [257] Shah, C., Hell, N., Hubbard, A., et al. 2021, High-resolution Laboratory Measurements of K-shell X-Ray Line Polarization and Excitation Cross Sections in Helium-like S XV Ions, *The Astrophysical Journal*, 914, 34, doi : [10.3847/1538-4357/abf1ea](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abf1ea)
- [258] Sijacki, D., Vogelsberger, M., Genel, S., et al. 2015, The Illustris simulation : the evolving population of black holes across cosmic time, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 452, 575, doi : [10.1093/mnras/stv1340](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1340)
- [259] Silk, J., & Rees, M. J. 1998, Quasars and galaxy formation, *Astronomy and Astrophysics*, 331, L1, doi : [10.48550/arXiv.astro-ph/9801013](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/9801013)
- [260] Simionescu, A., Werner, N., Finoguenov, A., Böhringer, H., & Brüggén, M. 2008, Metal-rich multi-phase gas in M 87. AGN-driven metal transport, magnetic-field supported multi-temperature gas, and constraints on non-thermal emission observed with XMM-Newton, *Astronomy and Astrophysics*, 482, 97, doi : [10.1051/0004-6361:20078749](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078749)
- [261] Simionescu, A., Werner, N., Forman, W. R., et al. 2010, Metal transport by gas sloshing in M87, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 405, 91, doi : [10.1111/j.1365-2966.2010.16450.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16450.x)
- [262] Simionescu, A., Werner, N., Mantz, A., Allen, S. W., & Urban, O. 2017, Witnessing the growth of the nearest galaxy cluster : thermodynamics of the Virgo Cluster outskirts, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, 1476, doi : [10.1093/mnras/stx919](https://doi.org/10.1093/mnras/stx919)
- [263] Simionescu, A., Werner, N., Urban, O., et al. 2012, Large-scale Motions in the Perseus Galaxy Cluster, *The Astrophysical Journal*, 757, 182, doi : [10.1088/0004-637X/757/2/182](https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/2/182)
- [264] Simionescu, A., ZuHone, J., Zhuravleva, I., et al. 2019, Constraining Gas Motions in the Intra-Cluster Medium, *Space Science Review*, 215, 24, doi : [10.1007/s11214-019-0590-1](https://doi.org/10.1007/s11214-019-0590-1)
- [265] Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, Collisional Plasma Models with APEC/APED : Emission-Line Diagnostics of Hydrogen-like and Helium-like Ions, *ApJ Letters*, 556, L91, doi : [10.1086/322992](https://doi.org/10.1086/322992)
- [266] Smith, S. 1936, The Mass of the Virgo Cluster, *The Astrophysical Journal*, 83, 23, doi : [10.1086/143697](https://doi.org/10.1086/143697)
- [267] Smith, S. J., Adams, J. S., Bailey, C. N., et al. 2013, Implications of weak-link behavior on the performance of Mo/Au bilayer transition-edge sensors, *Journal of Applied Physics*, 114, 074513, doi : [10.1063/1.4818917](https://doi.org/10.1063/1.4818917)
- [268] Smith, S. J., Adams, J. S., Bandler, S. R., et al. 2016, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9905, *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, & M. Bautz, 99052H, doi : [10.1117/12.2231749](https://doi.org/10.1117/12.2231749)

- [269] Sommer, A. 2016, Electromagnetic Compatibility Engineering, <https://www.semanticscholar.org/paper/Electromagnetic-Compatibility-Engineering-Sommer/1e72023a44875fc67fe5623781956f41f67bc9e1>
- [270] Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J. P. 1987, A blue ring-like structure in the center of the A 370 cluster of galaxies., *Astronomy and Astrophysics*, 172, L14
- [271] Springel, V. 2005, The cosmological simulation code GADGET-2, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 1105, doi : [10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x)
- [272] Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005, Modelling feedback from stars and black holes in galaxy mergers, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 361, 776, doi : [10.1111/j.1365-2966.2005.09238.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09238.x)
- [273] Springel, V., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2006, The large-scale structure of the Universe, *Nature*, 440, 1137, doi : [10.1038/nature04805](https://doi.org/10.1038/nature04805)
- [274] Stott, J. P., Pimblett, K. A., Edge, A. C., Smith, G. P., & Wardlow, J. L. 2009, The evolution of the red sequence slope in massive galaxy clusters, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 394, 2098, doi : [10.1111/j.1365-2966.2009.14477.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14477.x)
- [275] Sturm, E., González-Alfonso, E., Veilleux, S., et al. 2011, Massive Molecular Outflows and Negative Feedback in ULIRGs Observed by Herschel-PACS, *ApJ Letters*, 733, L16, doi : [10.1088/2041-8205/733/1/L16](https://doi.org/10.1088/2041-8205/733/1/L16)
- [276] Sun, M. 2012, Hot gas in galaxy groups : recent observations, *New Journal of Physics*, 14, 045004, doi : [10.1088/1367-2630/14/4/045004](https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/4/045004)
- [277] Sun, M., Voit, G. M., Donahue, M., et al. 2009, Chandra Studies of the X-Ray Gas Properties of Galaxy Groups, *The Astrophysical Journal*, 693, 1142, doi : [10.1088/0004-637X/693/2/1142](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/2/1142)
- [278] Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1972, The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
- [279] Sutherland, R. S., & Dopita, M. A. 1993, Cooling Functions for Low-Density Astrophysical Plasmas, *ApJ Supplements*, 88, 253, doi : [10.1086/191823](https://doi.org/10.1086/191823)
- [280] Szymkowiak, A. E., Kelley, R. L., Moseley, S. H., & Stahle, C. K. 1993, Signal processing for microcalorimeters, *Journal of Low Temperature Physics*, 93, 281, doi : [10.1007/BF00693433](https://doi.org/10.1007/BF00693433)
- [281] Takahashi, T., Mitsuda, K., Kelley, R., et al. 2014, ASTRO-H White Paper - Introduction, arXiv e-prints, arXiv :1412.2351, doi : [10.48550/arXiv.1412.2351](https://doi.org/10.48550/arXiv.1412.2351)
- [282] Takahashi, T., Kokubun, M., Mitsuda, K., et al. 2016, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9905, *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, & M. Bautz, 99050U, doi : [10.1117/12.2232379](https://doi.org/10.1117/12.2232379)

- [283] The EAGLE team. 2017, The EAGLE simulations of galaxy formation : Public release of particle data, arXiv e-prints, arXiv :1706.09899. <https://arxiv.org/abs/1706.09899>
- [284] Thölken, S., Lovisari, L., Reiprich, T. H., & Hasenbusch, J. 2016, X-ray analysis of the galaxy group UGC 03957 beyond R_{200} with Suzaku, *Astronomy and Astrophysics*, 592, A37, doi : [10.1051/0004-6361/201527608](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527608)
- [285] Thompson, A., et al. 2001, X-ray Data Booklet (Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California). <https://books.google.fr/books?id=WV05HAAACAAJ>
- [286] Tishin, A., & Spichkin, Y. 2003, The Magnetocaloric Effect and its Applications No. 11, 51, doi : [10.1201/9781420033373](https://doi.org/10.1201/9781420033373)
- [287] Truemper, J. 1982, The ROSAT mission, *Advances in Space Research*, 2, 241, doi : [10.1016/0273-1177\(82\)90070-9](https://doi.org/10.1016/0273-1177(82)90070-9)
- [288] Ullom, J. N., Doriese, W. B., Hilton, G. C., et al. 2004, Characterization and reduction of unexplained noise in superconducting transition-edge sensors, *Applied Physics Letters*, 84, 4206, doi : [10.1063/1.1753058](https://doi.org/10.1063/1.1753058)
- [289] Umetsu, K., Medezinski, E., Nonino, M., et al. 2014, CLASH : Weak-lensing Shear-and-magnification Analysis of 20 Galaxy Clusters, *The Astrophysical Journal*, 795, 163, doi : [10.1088/0004-637X/795/2/163](https://doi.org/10.1088/0004-637X/795/2/163)
- [290] Vacca, V., Shimwell, T., Perley, R. A., et al. 2022, Spectral study of the diffuse synchrotron source in the galaxy cluster Abell 523, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 511, 3389, doi : [10.1093/mnras/stac287](https://doi.org/10.1093/mnras/stac287)
- [291] Verner, D. A., Ferland, G. J., Korista, K. T., & Yakovlev, D. G. 1996, Atomic Data for Astrophysics. II. New Analytic FITS for Photoionization Cross Sections of Atoms and Ions, *The Astrophysical Journal*, 465, 487, doi : [10.1086/177435](https://doi.org/10.1086/177435)
- [292] Vikhlinin, A. 2006, Predicting a Single-Temperature Fit to Multicomponent Thermal Plasma Spectra, *The Astrophysical Journal*, 640, 710, doi : [10.1086/500121](https://doi.org/10.1086/500121)
- [293] Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters : Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation, *The Astrophysical Journal*, 640, 691, doi : [10.1086/500288](https://doi.org/10.1086/500288)
- [294] Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., et al. 2009, Chandra Cluster Cosmology Project III : Cosmological Parameter Constraints, *The Astrophysical Journal*, 692, 1060, doi : [10.1088/0004-637X/692/2/1060](https://doi.org/10.1088/0004-637X/692/2/1060)
- [295] Voigt, L. M., & Fabian, A. C. 2006, Galaxy cluster mass profiles, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368, 518, doi : [10.1111/j.1365-2966.2006.10199.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10199.x)
- [296] Voit, G. M. 2005, Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies, *Reviews of Modern Physics*, 77, 207, doi : [10.1103/RevModPhys.77.207](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.207)
- [297] Walker, S., & Lau, E. 2022, in *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, 13, doi : [10.1007/978-981-16-4544-0_120-1](https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_120-1)

- [298] Weiskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P., & O’Dell, S. L. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4012, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III, ed. J. E. Truemper & B. Aschenbach, 2–16, doi : [10.1117/12.391545](https://doi.org/10.1117/12.391545)
- [299] Welty, R., & Martinis, J. 1991, A series array of DC SQUIDS, IEEE Transactions on Magnetics, 27, 2924, doi : [10.1109/20.133821](https://doi.org/10.1109/20.133821)
- [300] Whelan, B., Veronica, A., Pacaud, F., et al. 2022, X-ray studies of the Abell 3158 galaxy cluster with eROSITA, Astronomy and Astrophysics, 663, A171, doi : [10.1051/0004-6361/202141621](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141621)
- [301] Wiersma, R. P. C., Schaye, J., & Smith, B. D. 2009a, The effect of photoionization on the cooling rates of enriched, astrophysical plasmas, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 393, 99, doi : [10.1111/j.1365-2966.2008.14191.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14191.x)
- [302] Wiersma, R. P. C., Schaye, J., Theuns, T., Dalla Vecchia, C., & Tornatore, L. 2009b, Chemical enrichment in cosmological, smoothed particle hydrodynamics simulations, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 399, 574, doi : [10.1111/j.1365-2966.2009.15331.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15331.x)
- [303] Wilms, J., Brand, T., Barret, D., et al. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9144, Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray, ed. T. Takahashi, J.-W. A. den Herder, & M. Bautz, 91445X, doi : [10.1117/12.2056347](https://doi.org/10.1117/12.2056347)
- [304] Wise, J. H. 2012, First Light : A Brief Review, arXiv e-prints, arXiv :1201.4820, doi : [10.48550/arXiv.1201.4820](https://doi.org/10.48550/arXiv.1201.4820)
- [305] Wolter, H. 1952, Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen, Annalen der Physik, 445, 94, doi : [10.1002/andp.19524450108](https://doi.org/10.1002/andp.19524450108)
- [306] XRISM Science Team. 2020, Science with the X-ray Imaging and Spectroscopy Mission (XRISM), arXiv e-prints, arXiv :2003.04962, doi : [10.48550/arXiv.2003.04962](https://doi.org/10.48550/arXiv.2003.04962)
- [307] Zappe, H. 1977, Josephson quantum interference computer devices, IEEE Transactions on Magnetics, 13, 41, doi : [10.1109/TMAG.1977.1059358](https://doi.org/10.1109/TMAG.1977.1059358)
- [308] Zhang, Y.-Y., Finoguenov, A., Boehringer, H., et al. 2007, Scaling relations and mass calibration of the X-ray luminous galaxy clusters at $z \sim 0.2$: XMM-Newton observations, Astronomy & Astrophysics, 467, 437, doi : [10.1051/0004-6361:20066567](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066567)
- [309] Zhuravleva, I., Allen, S. W., Mantz, A., & Werner, N. 2018, Gas Perturbations in the Cool Cores of Galaxy Clusters : Effective Equation of State, Velocity Power Spectra, and Turbulent Heating, The Astrophysical Journal, 865, 53, doi : [10.3847/1538-4357/aadae3](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aadae3)
- [310] Zhuravleva, I., Churazov, E., Kravtsov, A., et al. 2013, Quantifying properties of ICM inhomogeneities, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 428, 3274, doi : [10.1093/mnras/sts275](https://doi.org/10.1093/mnras/sts275)
- [311] Zhuravleva, I., Churazov, E., Arévalo, P., et al. 2015, Gas density fluctuations in the

- Perseus Cluster : clumping factor and velocity power spectrum, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 450, 4184, doi : [10.1093/mnras/stv900](https://doi.org/10.1093/mnras/stv900)
- [312] Ziegler, J. G., & Nichols, N. B. 1942, Optimum Settings for Automatic Controllers, Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control, 115, 220, doi : [10.1115/1.2899060](https://doi.org/10.1115/1.2899060)
- [313] Ziegler, S., Woodward, R. C., Iu, H. H.-C., & Borle, L. J. 2009, Current Sensing Techniques : A Review, IEEE Sensors Journal, 9, 354, doi : [10.1109/JSEN.2009.2013914](https://doi.org/10.1109/JSEN.2009.2013914)
- [314] Zou, S., Maughan, B. J., Giles, P. A., et al. 2016, The X-ray luminosity-temperature relation of a complete sample of low-mass galaxy clusters, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 463, 820, doi : [10.1093/mnras/stw1992](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1992)
- [315] ZuHone, J., Bahar, Y. E., Biffi, V., et al. 2022, Effects of Multiphase Gas and Projection on X-ray Observables in Simulated Galaxy Clusters as Seen by eROSITA, arXiv. <http://arxiv.org/abs/2212.11028>
- [316] ZuHone, J. A., Biffi, V., Hallman, E. J., et al. 2014, Simulating X-ray Observations with Python, arXiv e-prints, arXiv :1407.1783, doi : [10.48550/arXiv.1407.1783](https://doi.org/10.48550/arXiv.1407.1783)
- [317] Zwicky, F. 1933, Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, Helvetica Physica Acta, 6, 110
- [318] —. 1937, On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae, The Astrophysical Journal, 86, 217, doi : [10.1086/143864](https://doi.org/10.1086/143864)

Auteur : Florent CASTELLANI

Directeurs de thèse : François PAJOT et Etienne POINTECOUTEAU

Date et lieu de la soutenance : Le 17/11/2023 à l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 14 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse

Titre : Etude des performances scientifiques et instrumentales du spectrographe à champ intégral (X-IFU) de la mission Athena

Résumé : L'instrument X-IFU (*X-ray Integral Field Unit*) sera embarqué à bord du futur satellite Athena. C'est un spectro-imageur en rayons X à hautes résolutions spectrales et spatiales. Cet instrument novateur utilise des micro-calorimètres supraconducteurs opérés à 55 mK. La lecture de ses milliers de pixels doit être multiplexée par une chaîne électronique complexe. La première partie de cette thèse présente une étude de faisabilité d'un objectif scientifique de la mission. Les résultats montrent que le X-IFU sera capable d'étudier les propriétés thermodynamiques des premiers groupes de galaxies de l'Univers. La seconde partie porte sur l'intégration et l'optimisation d'une chaîne de détection et lecture de TES, dans un banc de test cryogénique à l'IRAP. Ce banc de test est destiné à la validation fonctionnelle des modèles de démonstration de la chaîne de lecture du futur X-IFU. La dernière partie présente les tests de validation du premier prototype de cette électronique.

Mots clés : Amas de galaxies - Astronomie en rayons X - Cryogénie - Instrumentation en rayons X - Micro-calorimètres TES - Athena/X-IFU

Title : Study of the scientific and instrumental performances of the Athena's X-ray Integral Field Unit

Abstract : The X-IFU (*X-ray Integral Field Unit*) instrument will be aboard the future Athena satellite. It is an X-ray spectro-imager with high spatial and spectral resolution. This groundbreaking instrument makes use of superconducting micro-calorimeters operated at 55 mK. The readout of its thousands of pixels has to be multiplexed by a complex electronic readout chain. The first part of this thesis presents a feasibility study of one of the core scientific objectives of the mission. Results show that the X-IFU will be capable of studying the thermodynamical properties of the first groups of galaxies in the Universe. The second part concerns the integration and optimisation of a TES detection and readout chain, in a cryogenic test bench at IRAP. This test bench is designed for the functional validation of the readout chain demonstration models of the future X-IFU. The last part presents the validation tests of the first prototype of that electronic.

Keywords : Galaxy clusters - X-ray astronomy - Cryogenics - X-ray instrumentation - TES micro-calorimeters - Athena/X-IFU
