



HAL
open science

L'expérience MAJIS : développement d'un imageur spectral pour les lunes de Jupiter

Pierre Guiot

► **To cite this version:**

Pierre Guiot. L'expérience MAJIS : développement d'un imageur spectral pour les lunes de Jupiter. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS287 . tel-02436819

HAL Id: tel-02436819

<https://theses.hal.science/tel-02436819>

Submitted on 13 Jan 2020

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

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

L'expérience MAJIS : développement d'un imageur spectral pour les lunes de Jupiter

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à Université Paris-Sud

École doctorale n°127 Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France (AAIF)
Spécialité de doctorat : Astronomie et Astrophysique

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 28 octobre 2019, par

PIERRE GUIOT

Composition du Jury :

Bruno Maffei Professeur, Université Paris-Sud (IAS)	Président du jury
Bernard Schmitt Directeur de Recherche, Université Grenoble-Alpes (IPAG)	Rapporteur
Pierre-Élie Crouzet Ingénieur de recherche, ESA/ESTEC	Rapporteur
Aurélié Guilbert-Lepoutre Chargée de Recherche, Université Lyon 1 (LGL-TPE)	Examinatrice
Didier Tiphène Astronome, Observatoire de Paris (LESIA)	Examineur
Mathieu Vincendon Maître de conférence, Université Paris-Sud (IAS)	Directeur de thèse
John Carter Astronome-Adjoint, Université Paris-Sud (IAS)	Co-encadrant de thèse

Table des matières

Remerciements	9
Introduction	13
1 Le système jovien et son exploration	19
1.1 Jupiter et les satellites Galiléens	20
1.1.1 Historique des observations	20
1.1.1.1 Découverte et observations depuis la Terre	20
1.1.1.2 Les survols par Pioneer et Voyager	21
1.1.1.3 La mission Galileo	21
1.1.1.4 Après Galileo : Cassini, New Horizons, Juno	22
1.1.2 Les satellites Galiléens	23
1.1.2.1 Europe, Ganymède et Callisto : les trois lunes glacées	23
1.1.2.2 Io et le tore de plasma	26
1.1.3 Jupiter	28
1.1.3.1 Surface et atmosphère	28
1.1.3.2 Structure interne	30
1.1.4 Les anneaux de Jupiter et les satellites irréguliers	32
1.1.4.1 Anneaux	32
1.1.4.2 Satellites irréguliers	33
1.1.5 Formation et place dans le Système Solaire	34
1.1.5.1 Formation	34
1.1.5.2 Migration planétaire et place dans le Système Solaire actuel	36
1.2 La mission JUICE et l'instrument MAJIS	40
1.2.1 JUICE : objectifs et scénario de mission	40
1.2.2 L'instrument spectro-imageur : MAJIS	42
1.2.3 Développement de MAJIS : acteurs et rôles	45
1.2.3.1 Structure du projet MAJIS	45
1.2.3.2 Rôle de l'IAS : le plan focal et l'étalonnage	45
1.3 La méthode de mesure de MAJIS : spectroscopie infrarouge	46
1.3.1 Principe de la mesure et de l'interprétation	46
1.3.2 Processus physiques à l'origine d'une signature spectrale	49
1.3.3 Signatures spectrales typiques recherchées	52

1.4	Problématique : des observables scientifiques à l'instrument, nécessité de l'étalonnage	57
2	Exemple d'Io observée avec SPHERE/VLT : de l'instrument aux résultats	59
2.1	L'instrument SPHERE et le contexte des observations	59
2.1.1	Fonctionnement du spectromètre intégral de champ de SPHERE	60
2.1.2	Données et objectifs	61
2.2	Modèle photométrique d'une surface observée par un spectro-imageur	63
2.2.1	Modélisation d'une surface planétaire	63
2.2.2	Modèle radiométrique de l'instrument SPHERE-IFS	67
2.2.3	Contraintes sur la détectabilité des silicates	69
2.3	Traitement des données	70
2.3.1	Réduction	70
2.3.2	Correction des contributions telluriques et solaires	71
2.3.3	Cartographie et étude préliminaire morphologique	74
2.4	Résultats pour la composante thermique	75
2.4.1	Carte de contribution thermique et choix de la grandeur mesurée	75
2.4.2	Bruit, erreurs systématiques et signal d'intérêt	76
2.5	Résultats pour la composante réfléchie	79
2.5.1	Définition de critères spectraux	79
2.5.2	Recherche sur ces critères	81
2.5.3	Recherche par Analyse en Composantes Principales	83
2.6	Artefacts instrumentaux	86
3	Caractériser les détecteurs infrarouge de MAJIS : méthodes, solutions expérimentales et résultats	87
3.1	Pourquoi et comment caractériser	88
3.1.1	Fonctionnement d'un détecteur	88
3.1.2	Définition des grandeurs à caractériser	92
3.2	Réalisation expérimentale d'une caractérisation	94
3.2.1	Configurations de test implémentées pour MAJIS	94
3.2.1.1	Configuration 1 : deux versions, cuves VENUS puis BIRD	95
3.2.1.2	Configuration 2	95
3.2.2	Tests réalisés	97
3.3	Mise en œuvre des mesures et résultats pour les détecteurs Sofradir	99
3.3.1	Niveau zéro ou offset	99
3.3.1.1	Principe de la mesure	99
3.3.1.2	Résultats	99
3.3.2	Pixels défectueux	100
3.3.2.1	Principe de la mesure	100
3.3.2.2	Résultats	102
3.3.3	Bruit de lecture (RON)	104
3.3.3.1	Principe de la mesure	104
3.3.3.2	Résultats	105
3.3.4	Linéarité du courant d'obscurité en temps d'intégration	106
3.3.4.1	Principe de la mesure	106
3.3.4.2	Résultats	108
3.3.5	Évolution du courant d'obscurité avec la température détecteur	109
3.3.5.1	Principe de la mesure	109
3.3.5.2	Résultats	109

3.3.6	Linéarité en flux et profondeur de puits	111
3.3.6.1	Principe de la mesure	111
3.3.6.2	Résultats	112
3.3.7	Inhomogénéités de la réponse spatiale : Flat-Field	114
3.3.7.1	Principe de la mesure	114
3.3.7.2	Résultats	115
3.3.8	Efficacité quantique (QE)	119
3.3.8.1	Principe de la mesure	119
3.3.8.2	Résultats	120
3.4	Conséquences pour le développement des bancs de caractérisation MAJIS	121
3.4.1	Performances des mesures	121
3.4.2	Axes d'amélioration pour les détecteurs HIRG	123
4	Environnement radiatif de la mission JUICE et conséquences pour MAJIS	125
4.1	La magnétosphère de Jupiter	125
4.1.1	Flux de particules et processus d'accélération	125
4.1.2	Conséquences sur les instruments	127
4.1.2.1	Dégâts de déplacement / non-ionisants	127
4.1.2.2	Dégâts d'ionisation	128
4.2	Article : <i>TID and high energy protons tests on IR HgCdTe CMOS detectors for Jovian environment</i>	128
4.3	Article : <i>Characterisation of transient signal induced in IR detector array by Jupiter high-energy electrons and implications for JUICE/MAJIS operability</i>	145
5	Architecture et implémentation d'un dispositif d'étalonnage intégré	161
5.1	Contexte	162
5.1.1	Objectifs	162
5.1.2	Modélisation de l'instrument et du dispositif d'étalonnage comme outil de design	165
5.1.3	Paramètres du modèle	169
5.2	Stratégie de définition	170
5.2.1	Les contraintes mécaniques	171
5.2.2	Les contraintes liées au rayonnement thermique	171
5.2.3	La contrainte de l'absorption atmosphérique	173
5.2.4	Premières solutions envisagées	175
5.3	Installations d'étalonnage et matériel approvisionné	175
5.3.1	La cuve à vide thermique et l'hexapode	175
5.3.2	Les sources optiques	177
5.4	Modélisation des sources d'étalonnage et confrontation aux objectifs	182
5.4.1	Les voies d'étalonnage radiométrique absolu	182
5.4.1.1	Niveaux de radiance	182
5.4.1.2	Erreurs absolues	184
5.4.1.3	Variations relatives	188
5.4.2	La voie d'étalonnage spectral et spatial	188
5.4.3	Nécessité d'une voie pour l'étalonnage de la lumière parasite	191
5.5	Description détaillée des voies optiques retenues et de leur utilisation	195
5.5.1	Les voies d'étalonnage radiométrique absolu	195
5.5.2	La voie d'étalonnage spectral et spatial	196
5.5.3	La voie de mesure de la lumière parasite	199

5.6	Protocoles de validation expérimentale des performances des voies et résultats préliminaires	202
5.6.1	Les voies d'étalonnage radiométrique absolu	202
5.6.2	La voie d'étalonnage spectral et spatial	202
5.6.3	La voie de mesure de la lumière parasite	203
5.7	Vue d'ensemble du système d'étalonnage	204
6	Conclusion et perspectives	207
A	Annexes	211
A.1	Liste des publications	211
A.1.1	Dans des revues à comité de lecture	211
A.1.2	Autres publications	211
A.2	Liste des communications en premier auteur dans des conférences internationales	212
A.3	Activités d'enseignement	213
A.4	Formations suivies durant la thèse	213
A.5	Autres activités effectuées durant la thèse	213
	Bibliographie	215

Remerciements

Après avoir rendu la première version de ce manuscrit à mes rapporteurs, à la fin du mois d'août, j'ai vu mes préoccupations changer assez brutalement. En effet, après 3 ans passés à me poser des questions passionnantes d'optique (comment peut-on avoir du flux sur un capteur un soir mais pas le lendemain matin ?), de transfert radiatif (ahhh la loi du corps noir!) ou d'électronique (pourquoi les détecteurs HIRG ont-ils une plus forte tendance que les Sofradir à laisser diffuser l'énergie d'un pixel à ses voisins?), je suis soudain revenu à des préoccupations bien plus terre-à-terre : ai-je oublié un papier Paris-Saclay à remplir pour pouvoir faire ma soutenance de thèse ? Au milieu de ce processus administratif, l'un des documents a nécessité la signature du directeur du laboratoire, Marc Ollivier. Avant de signer, Marc me demande si j'ai trouvé la rédaction du manuscrit difficile, ce à quoi je réponds que oui, bien sûr, mais qu'au moins maintenant c'est terminé. Il me prévient alors que ce n'est rien du tout comparé à la rédaction de mes quelques pages de remerciements, tant cette partie m'apparaîtra critique. Sur le moment, j'ai taché de ne pas trop m'inquiéter, mais en cette soirée du 14 décembre (non je ne suis pas en retard pour mon second dépôt de manuscrit, pas du tout), je ne peux que penser : ô comme tu avais raison Marc !

Ceux qui me connaissent savent que je peux être très bavard lorsque le sujet me tient à cœur, je ne promet donc pas de faire tenir ces remerciements en deux pages. D'autant plus que je ne peux me contenter de dire que je suis arrivé au bout de 3 années d'un travail intense et exigeant de recherche et que je tiens donc à remercier toutes celles et ceux qui ont contribué à rendre ce travail possible. Non, dans mon cas, je suis obligé de remonter plus loin : un soir de Nuit des Étoiles de 2004 à Génolhac, j'ai demandé à l'astronome amateur qui venait de me montrer les magnifiques bandes colorées de Jupiter si c'était son métier. Il m'a répondu que non, et a entrepris de m'expliquer qu'il était difficile d'en faire son métier, qu'il fallait pour cela faire une thèse en astrophysique... Ce n'est pas tombé dans l'oreille d'un sourd ! Avoir poursuivi ce même objectif pendant 15 ans et l'atteindre aujourd'hui, c'est vertigineux. Si vertigineux que cela ne me donne pas envie de me tourner encore vers le futur avant d'avoir bien fait le tour du passé et d'avoir remercié toutes les personnes grâce auxquelles ce rêve d'enfant devenu réalité a été possible et de les remercier. C'est pourquoi ces remerciements seront, une fois n'est pas coutume, chronologiques.

En arrivant au Magistère de Physique d'Orsay, je dois avouer que j'ai eu, comme souvent, de la chance : j'ai connu des enseignants passionnés et passionnants, disponibles malgré leurs nombreuses responsabilités, à l'écoute, qui m'ont mis toutes les étoiles dans les yeux dont j'avais

besoin pour poursuivre mon objectif. Patrick Puzo, Claire Marrache, Jérôme Leygnier, Xavier Garrido, Frédéric Bouquet, Jean-Marcel Rax, Mathieu Langer, Vincent Guillet, Philippe Mendels, Pascal Parneix, Elias Khan, Frédéric Moisy, Stéphane Douin, je vous remercie très sincèrement pour toute la pédagogie, la patience et le dévouement à l'enseignement qui sont les vôtres. Pauline, Baptiste, Fabien, Aloÿs, Lucile, Sylvain, Raphaël, Damien, Léa, Nicolas, Théodore, merci pour toute la bonne humeur et la joie de vivre dont vous avez empli nos groupes de TD, de TP, et nos salles de classes ! L'année du M2 d'Astro a été pour moi particulièrement riche, intense et bien sûr décisive pour ma poursuite en thèse, soudain je n'avais plus assez d'heures dans mon emploi du temps pour prendre tous les cours qui éveillaient ma curiosité. Je tiens donc particulièrement à remercier Frédéric Daigne, Andreas Zech, Stéphane Corbel, François Lévrier, Marie-Christine Angonin et Christophe Sauty pour leur gestion attentive, rigoureuse et bienveillante de cette formation. Pascal je me dois de te remercier pour ta patience avec mes caprices sous les coupes, la rigueur et l'enthousiasme avec lesquels tu partages tes connaissances en observations, et bien sûr pour les glaces !

La découverte du campus d'Orsay a été aussi pour moi la découverte de la vie associative dans tout ce qu'elle a de meilleur à offrir : je ne saurais remercier suffisamment Alcor, son télescope, ses membres, et toutes ses petites histoires pour le réconfort qu'elle m'a apporté depuis la L3, j'y ai appris beaucoup humainement et astronomiquement. Merci aussi de m'avoir aidé à me rappeler quel était l'objectif final lorsque je le perdais de vue, en général au milieu d'une application du théorème des résidus sur ma copie d'examen. C'est grâce à cette association que j'ai eu le privilège de vous rencontrer : Gabriel, Francis, Manon, Natalia, Arnaud, Louise, Dany, Aurélien, Florian, Thibaut, Guillaume, vous avez embelli mes journées, entre apprentis-physiciens le soutien est précieux et je ne suis pas près d'oublier toutes les excellentes soirées que nous avons partagées.

Mon travail de recherche n'a pas tout à fait commencé en même temps que mon contrat de thèse, puisque j'ai eu l'opportunité de m'y confronter en stage dès la L3, puis de nouveau en M1. J'ai eu dans les deux cas des encadrants qui m'ont énormément appris, que ce soit sur la couronne solaire ou sur Bepi-Colombo, et qui m'ont soutenu dans la suite de mon parcours, ce dont je vous suis très reconnaissant : Frédéric, Gianrico, Fabrizio, Cristian, Mauro, Francesca, Andrea, Federico, merci beaucoup.

Enfin l'IAS ! Ce laboratoire que j'avais appris à connaître peu à peu, que j'avais probablement trop idéalisé, mais où je savais que je voulais faire ma thèse. L'ambiance de travail et les personnes extraordinaires qui font l'IAS m'ont porté durant ces trois années vers plus de rigueur, plus de curiosité, plus d'application, et pour tout cela je doute de réussir à remercier suffisamment l'ensemble du labo. Je vais essayer tout de même, en commençant par mon équipe : un très grand merci à François, Yves, Jean-Pierre, Brigitte et Cédric pour m'avoir guidé parfois et surtout pour l'émulation scientifique intense que vous créez dans cette équipe. J'ai envie à présent de remercier personnellement la totalité des équipes scientifiques et techniques du labo, ce serait long assurément, mais pas exagéré : j'ai eu le privilège de travailler avec bon nombre d'entre vous, soit pour le projet MAJIS soit pour des enseignements, et avec les autres j'ai déjeuné, voyagé en conférence ou simplement bu du café, sans oublier de refaire le monde du spatial et de la recherche à chaque fois. En chacune de ces occasions, j'ai trouvé un dévouement et un sérieux inspirants. Merci donc à tout le service administratif, au service informatique et particulièrement à Hervé et Stéphane, je vous ai embêtés tant de fois, merci de votre patience. Merci à l'équipe solaire pour son accueil chaleureux au café du LAL, Karine, Frédéric, Jean-Claude vous avez accompagné mes tous premiers pas à l'IAS et je vous en suis très reconnaissant. Merci à l'équipe astrochimie : Donia j'aurais aimé pouvoir discuter bien plus d'Io avec toi, j'espère que l'occasion se présentera ; Rosario merci pour toutes nos discussions en missions, je tâcherai de m'inspirer plus souvent des samouraïs ; Zahia, Alice, Obadias, Riccardo merci pour votre bonne humeur et

votre gentillesse. Les équipes cosmo et milieu interstellaire, merci à vous tous et particulièrement à Alain pour ton suivi attentif (et taquin parfois) de mes enseignements, à Émilie pour avoir repris consciencieusement mon comité de thèse, à Nabila, Julien et Marian pour toute la vie que vous apportez au labo et votre souci permanent pour nous, les plus jeunes. Surtout, un merci très particulier aux équipes techniques avec lesquelles j'ai pu travailler sur MAJIS, chaque discussion avec vous a toujours été une source d'enseignement passionnante pour moi : Antoine, Julien, Bruno (grand merci pour toute ton aide à la coupole!), Christian, Jean-Pierre, Laurent, Véro, Ludo, Stéphane, Cyrille, JC ; à la station Paul, Mathieu C., Jérémie, Philippe ; et bien sûr Cydalise, ta patience et ton art de la motivation m'impressionneront toujours ! Benoît, mille mercis pour tous nos bricolages, nos débats au tableau, ta patience avec moi et toutes tes bonnes idées, c'est un plaisir sans cesse renouvelé de travailler avec toi, heureusement que nous n'avons pas fini.

Comme tu me l'as fait remarquer lors de ma soutenance Dédé, la tradition du café station mérite bien ses remerciements : merci pour les mots croisés, les ateliers dégustation de bonnes choses venues des quatre coins de la France et du monde, nos plongées dans le joyeux monde de la politique spatiale, radio potin bien sûr. Vincent, Lionel, Clément, Guillaume, Damien, Jérémie, Mathieu, Serge, Christine, Catherine, Philippe, votre bonne humeur communicative et nos fous rires ont été un ballon d'oxygène précieux durant ces trois années, je vous en remercie de tout cœur.

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'opportunité de représenter les doctorants auprès de l'école doctorale : ce furent deux années de mandat intenses, très riches d'enseignements, je tiens donc à remercier l'ensemble des membres du conseil, du bureau et du jury de l'ED pour la chance qui m'a été donnée de découvrir plus en détail les rouages du milieu professionnel auquel je me destine. En particulier, merci à Jacques et à Thierry pour votre impartialité, votre générosité et, malgré la charge de travail qui est la vôtre, votre disponibilité exemplaire.

Merci beaucoup à tous mes camarades thésards, stagiaires, post-docs et pour le dire plus largement, aux "jeunes" : Nico et Lucie bien sûr, co-bureau de la première heure, vous m'avez fait découvrir tant de choses sur ce nouveau monde qu'on appelle "le labo", nos discussions m'ont beaucoup manqué. Aurélien et Clément, qui avez repris le flambeau de ce bureau avec enthousiasme, nos collaborations pédagogiques m'ont toujours beaucoup appris, vous n'imaginez pas combien je suis rassuré de ne pas avoir changé de bureau. Victor, Thomas, Nadège et Gabriel, mes camarades de promo de thèse et donc de rédaction, et bien sûr tous les suivants : je n'ose plus faire de liste mais sachez que nos journées thésards, nos quelques réunions politiques animées, nos batailles de boules de neige et nos parties de ping-pong ne seront pas oubliées de sitôt, vous m'avez tous apporté un soutien précieux. Cateline, j'ai longuement tergiversé pour savoir où te mentionner, et puis je me suis dit qu'après avoir tant taquiné la stagiaire Lantz il était bien normal que tu figures dans ce paragraphe : merci pour toutes nos discussions sans fin, elles élargissent toujours mes horizons et m'apprennent à réfléchir et me remettre en question, pour tout cela merci beaucoup ! Au cours de ma thèse, l'enseignement a occupé une place importante, en me posant des défis différents de ceux de la recherche et en me permettant de ne pas perdre le contact avec l'apprentissage de la physique : Aurélien, Florian, Gabriel, je vous remercie de m'avoir accompagné dans ces aventures pédagogiques. Gabriel, je crois que ton prénom apparaît pour la troisième fois, cela fait beaucoup, non ? Et puis non, c'est bien le minimum, puisque du café à la coupole, de titine à Age Of, du Taekwondo à la rédaction, de la politique alcorienne à la politique académique, du chocolat chaud à la chartreuse, de Paris à Crevant, de soirée en soirée, tu as toujours été là, soutien indéfectible de ces six dernières années, merci pour tout ce que tu as fait, tout ce que tu es, et tout ce que tu apportes aux personnes qui ont la chance de te connaître.

Et puis lorsqu'une thèse arrive à son terme (à condition d'avoir bien rempli tous les papiers!), elle se conclut par cette journée si particulière de la soutenance, rythmée par le jury. J'adresse un très grand merci à Pierre-Elie et Bernard, mes rapporteurs, pour votre lecture attentive de mon manuscrit, vos remarques toujours précises et efficaces, et à l'ensemble du jury, Aurélie, Didier, Bruno, pour vos questions pertinentes et votre bienveillance en cette journée si importante pour moi.

Il semblerait donc que je sois arrivé au bout de mes bavardages et de ces remerciements, pourtant je ne puis refermer ce chapitre sans deux ultimes paragraphes, probablement les plus importants.

Il y a trois personnes sans lesquelles rien de tout ce que je viens de décrire n'aurait été possible : mes parents d'abord, votre soutien permanent, le courage que vous avez toujours su me redonner, cet adage que vous avez si bien fait vôtre du "présent mais pas pesant" , vous m'avez appris tant de choses (bien plus que vous ne voulez l'admettre d'ailleurs!), je suis bien conscient de ma chance immense de vous avoir. Cette thèse n'est pas seulement l'aboutissement de mon travail mais aussi du vôtre au long des dernières 26 années, j'ai toujours du mal à trouver des moyens de vous remercier comme je le voudrais, mais peut-être puis-je profiter de cette occasion pour le faire simplement : merci! Barbara, je crois que c'est le moment pour moi d'avouer que tous mes posters, toutes mes présentations PowerPoint, auraient été bien moins jolis sans tes sauvetages graphiques réguliers (oui, je sais, il faut toujours plus d'animations!). Sans cette grande physicienne qui a accepté de partager ma vie, je n'aurais pas su mener ce travail à bien. Tu m'as fait découvrir et comprendre tellement de choses, sauvé de tant d'écueils, réconforté tant de fois, que je ne saurais comment t'exprimer l'étendue de ma gratitude dans ces remerciements, mais je me dis que ce n'est pas si grave, puisque nous avons tout le temps du monde...

La préparation du doctorat est une période atypique par bien des aspects : on vous donne un bureau, un salaire, des congés à poser, des cours à assurer, et pourtant on est étudiant, en plein apprentissage de la recherche. Cet apprentissage, je le dois à mes deux directeurs de thèse, Mathieu et John, c'est pourquoi il me semblait impossible de conclure ces remerciements autrement qu'avec eux. John, merci de m'avoir guidé à travers les méandres de l'ESO, la méthode dite de "Eye of the tiger à 1h du matin une veille de dépôt de proposal" est certes peu orthodoxe mais définitivement efficace et je te remercie de l'avoir partagée avec moi. Merci pour tous tes cours improvisés sur les détecteurs, je ne m'y serais jamais retrouvé entre les RON, QE, DSNU, DIT, SFD, CTIA, et autres PE sans toi. Merci de m'avoir transmis ta passion des manips, de m'avoir fait découvrir le monde des conférences internationales, et plus généralement merci pour ton souci du détail, ta bonne humeur, et ton enthousiasme qui m'ont entraîné tout au long de ces trois années. Battre son directeur de thèse à Mario Kart n'est pas une occasion donnée à tout le monde, je te remercie de me l'avoir accordée! Mathieu, je crois avoir trouvé un exemple de situation où tu n'as pas eu raison : lorsque je suis venu te voir avant le début du M2 pour discuter de la possibilité de travailler avec toi en thèse, tu m'as prévenu que l'engouement initial risquait fort de retomber et que je pourrais bien finir ces trois ans en m'exclamant "quel connard ce Mathieu je ne veux plus jamais travailler avec lui!" (sic). Tu connais mes envolées d'enthousiasme, et tu imagines donc sans peine comme je suis ravi aujourd'hui de pouvoir affirmer à quel point cette prédiction était fausse. Je ne saurais te remercier suffisamment pour la rigueur et l'efficacité qui sont les tiennes et dont tu m'as fait profiter, pour ton enthousiasme qui a l'art de tempérer le mien, ton temps dont tu as toujours été très généreux, ta persévérance et ton honnêteté, ton humour, ta patience avec mes questions souvent hésitantes et mal formulées, ta gentillesse en toutes circonstances même lorsque je ne la méritais pas forcément. Tu m'as appris à rédiger un article, à m'approprier un sujet, à travailler en équipe, à enseigner, à repérer et remettre en question la moindre interprétation douteuse, à représenter des données de manière

pertinente, et à aborder les questions expérimentales avec rigueur. De tout cela je te suis infiniment reconnaissant, ainsi que de ces moments qui émaillent une thèse de façon inattendue, comme un repas belge, un musée Hergé, des Legos, ou un pique-nique avec une coupole. Merci beaucoup à tous les deux, Mathieu, John, de m'avoir encadré comme vous l'avez fait tout au long de mon travail de thèse. J'espère avoir de nombreuses occasions de travailler encore avec vous dans la suite de mon parcours, je n'aurais pu rêver mieux pour me guider dans mes premiers pas vers l'astrophysique.

Introduction

La planète la plus massive de notre Système Solaire a été survolée par pas moins de 7 sondes depuis 1973, mais n'a été explorée en détails qu'une seule fois avant 2016 : par la sonde américaine Galileo de 1995 à 2003. Les motivations d'exploration de ce Système Solaire miniature sont pourtant nombreuses, d'une part la géante gazeuse est entourée de satellites dont les 4 plus massifs, Io, Europe, Ganymède et Callisto (appelés collectivement Galiléens) sont de taille et de complexité comparables à la Lune ou à Mercure mais avec une surface glacée pour trois d'entre eux. D'autre part elle est un archétype plus accessible à l'observation de la plupart des exoplanètes qui sont détectées aujourd'hui (appelées d'ailleurs Jupiter chaudes), et enfin elle serait peut-être responsable d'une partie de l'apport en glace d'eau de la jeune Terre lors de sa formation. Mais les 4 Unités Astronomiques (distance moyenne Terre-Soleil) qui séparent ce système de la Terre et surtout l'intense environnement radiatif de Jupiter, capable de dégrader les systèmes électroniques des sondes, ont fait de son exploration un défi technologique difficile à relever.

La mission Juno, actuellement en orbite jovienne depuis juillet 2016, est dédiée à l'exploration détaillée de l'atmosphère de Jupiter – notamment ses pôles – de sa magnétosphère et de son intérieur, alors que les quatre satellites Galiléens en sont un objectif secondaire. Pourtant, les observations de reconnaissance menées à ce jour ont montré que : i. l'océan sous-glaciaire d'Europe pourrait présenter un potentiel exobiologique important, ii. le volcanisme actif de Io et son interaction avec la magnétosphère sont des phénomènes encore mal compris et uniques dans le Système Solaire, et iii. le statut de lune-planète de Ganymède avec sa propre magnétosphère, son activité géologique suspectée et son intérieur complètement différencié en font des objectifs scientifiques passionnants. C'est dans ce cadre que l'Agence Spatiale Européenne, l'ESA, a retenu en mai 2012 la mission JUICE (JUUpiter and ICy moons Explorer) comme prochaine mission de classe L (Large). JUICE doit embarquer 11 instruments dédiés à l'étude à distance des surfaces et des atmosphères du système jovien dans différentes gammes de longueur d'onde (MAJIS, UVS et SWI), à l'imagerie (JANUS), aux mesures radio et d'altimétrie (GALA, RIME et 3GM), aux mesures in-situ du champ magnétique et du plasma (J-MAG, RPWI et PEP) et enfin à des mesures d'astrométrie conjointement avec des observatoires au sol (PRIDE). Le développement de l'instrument de spectro-imagerie infrarouge et visible, MAJIS (MApping Jupiter and Icy moons Spectrometer), a été confié à la France et à l'Italie, avec une participation de la Belgique. C'est la France qui a la responsabilité principale de l'instrument, de ses tests et de sa livraison à l'ESA, à travers l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) et son PI (Principal Investigator) Yves Langevin. C'est dans ce contexte que mon travail de doctorat a été réalisé

durant trois ans à l'IAS, autour du projet MAJIS et de l'exploration du système jovien.

Ma thèse a accompagné le développement de l'instrument MAJIS, en débutant après les principales étapes de définition des besoins scientifiques et de choix relatifs à l'architecture de l'instrument MAJIS, et se concluant avant sa livraison à l'ESA. L'objectif de ce travail de thèse a alors été d'identifier, de développer, de mettre en place et de valider les outils de caractérisation et d'étalonnage au sol de l'instrument avant son lancement. L'adéquation entre besoins et performances scientifiques est au cœur de cette étape de quantification du comportement et de la réponse de l'instrument, qui requiert de faire le lien photométrique entre les objectifs scientifiques à l'origine du projet, la collecte et le transfert du rayonnement par MAJIS, et l'information délivrée en sortie par l'instrument.

Pour ce faire, ce manuscrit est organisé en 5 chapitres. Le premier est essentiellement historique et descriptif : il rappelle les grands résultats de l'exploration du système jovien à ce jour, ainsi que la manière dont ils ont été obtenus, en mettant l'accent sur la technique d'étude qui est celle de MAJIS, la spectroscopie infrarouge, dont les fondements théoriques et les outils d'analyse sont décrits. Puis, il présente en détail la mission JUICE et l'instrument MAJIS, sur le plan scientifique, technique, mais aussi programmatique afin de clarifier le rôle de chacun des acteurs cités dans cette thèse. Ses objectifs scientifiques sont mis en perspective avec les résultats exposés avant. Enfin, la problématique de l'aller-retour entre observables scientifiques et instrument qui structure cette thèse est présentée.

Le second chapitre est dédié à une étude détaillée de la lune Io en tant qu'illustration d'un objectif scientifique et des défis instrumentaux qu'il pose. La détection recherchée ici est celle des minéraux silicatés probablement présents à la surface d'Io, et une application est faite avec des données sol (SPHERE/VLT) de spectroscopie intégrale de champ. Les outils qui ont été utilisés durant cette thèse pour atteindre cet objectif sont décrits, ainsi que leurs limites lors d'observations au sol comme c'est le cas pour ce travail. Les conséquences pour MAJIS en sont déduites, en terme de résolution spatiale par exemple, afin d'illustrer le type de réflexion qui doit être mené sur chacun des objectifs d'une mission. Les conclusions de ce chapitre tiennent donc à des informations qui structureront la suite du travail, des objectifs fixés, et des contraintes exprimées.

Les trois chapitres suivants correspondent aux trois axes instrumentaux de mon travail de thèse, organisés ici dans l'ordre requis pour l'avancement du projet et non dans l'ordre chronologique dans lequel je les ai abordés. En effet de ce point de vue je les ai traités en parallèle durant la majeure partie du temps de ma thèse.

Le rôle de mon laboratoire d'accueil pour ce travail, l'IAS, étant plus particulièrement centré sur les plans focaux de l'instrument, cet aspect est introduit de façon plus complète dans le troisième chapitre, où les outils physiques nécessaires à la compréhension précise du fonctionnement d'un détecteur matriciel infrarouge sont d'abord donnés. Les paramètres instrumentaux typiques de ces systèmes ainsi que leurs modes de mesure envisagés sont d'abord présentés, puis les différents dispositifs expérimentaux permettant ces mesures sont décrits. Sur les trois dispositifs envisagés, j'ai pu en utiliser et participer à la réalisation de deux durant ma thèse, la suite de ce chapitre présente donc leurs résultats avec un détecteur analogue aux détecteurs de vol de MAJIS. On peut alors conclure sur la robustesse de chaque dispositif, la qualité de mesure de chacun des paramètres visés est confrontée aux objectifs, et enfin les étapes restantes pour aboutir à la caractérisation des détecteurs de vol sont proposées.

Le quatrième chapitre présente un aspect propre à l'environnement jovien avec d'importantes conséquences instrumentales : à cause de la magnétosphère particulièrement intense de Jupiter et de la présence de sa lune volcaniquement active, Io, les flux de particules chargées de haute

énergie rencontrés au cours de la mission seront bien supérieurs aux niveaux usuels en orbite terrestre ou martienne par exemple. Les conséquences peuvent être multiples, depuis la modification transitoire des propriétés ou des performances des détecteurs lorsqu'il est traversé par ces particules de haute énergie jusqu'aux défauts matériels permanents à cause de dommages infligés à l'électronique. Cette situation était identifiée dès la phase de définition de MAJIS, durant laquelle des stratégies de réduction de ces risques ont donc été proposées. Dès lors, il faut les quantifier précisément, modéliser ou au mieux tester leurs effets et vérifier l'efficacité des stratégies de réduction envisagées, le plus tôt possible dans le projet. Ce chapitre commence donc par préciser l'environnement radiatif attendu et détaille les processus physiques à l'origine des effets délétères pour l'instrument. Puis les trois vecteurs principaux de radiations sont présentés (protons ou ions lourds, photons γ et électrons) avec leurs stratégies de réduction prévues (blindage et post-traitement des données), les tests qui ont pu être réalisés sur des détecteurs représentatifs de MAJIS pour chacun d'eux sont décrits et leurs résultats confrontés aux performances de l'instrument. On peut alors conclure sur les comportements attendus en vol et l'efficacité des stratégies de réduction des dommages, afin d'en envisager de nouvelles si besoin.

Enfin, le cinquième et dernier chapitre décrit les étapes du travail de conception du banc d'étalonnage de MAJIS, dont l'utilisation est l'ultime étape avant son intégration dans la sonde JUICE et son lancement, afin de mesurer tous les paramètres de l'instrument complètement assemblé qui seront nécessaires à l'interprétation de ses données en vol. Il est d'abord nécessaire de présenter le contexte programmatique et technique de cet étalonnage, puis d'en détailler les besoins à haut niveau et souvent de les traduire en conséquences techniques. La stratégie de mesure envisagée pour chacun des paramètres instrumentaux est ensuite détaillée. Chaque situation de mesure est ensuite simulée et les résultats de la simulation sont confrontés aux besoins en terme d'incertitudes de mesure, flux lumineux ou encore rapport signal à bruit : en modifiant les paramètres de la simulation on aboutit au design technique précis qui répond à ces besoins. Avant de procéder à son implémentation, il faut encore proposer des moyens de valider expérimentalement l'adéquation avec les modélisations, ce qui est aussi l'objet de cette partie. Les mesures elles-mêmes n'ayant pas pu avoir lieu durant la thèse, ce chapitre est donc conclu par un design consolidé du dispositif d'étalonnage.

Le système jovien et son exploration

1.1	Jupiter et les satellites Galiléens	20
1.1.1	Historique des observations	20
1.1.1.1	Découverte et observations depuis la Terre	20
1.1.1.2	Les survols par Pioneer et Voyager	21
1.1.1.3	La mission Galileo	21
1.1.1.4	Après Galileo : Cassini, New Horizons, Juno	22
1.1.2	Les satellites Galiléens	23
1.1.2.1	Europe, Ganymède et Callisto : les trois lunes glacées	23
1.1.2.2	Io et le tore de plasma	26
1.1.3	Jupiter	28
1.1.3.1	Surface et atmosphère	28
1.1.3.2	Structure interne	30
1.1.4	Les anneaux de Jupiter et les satellites irréguliers	32
1.1.4.1	Anneaux	32
1.1.4.2	Satellites irréguliers	33
1.1.5	Formation et place dans le Système Solaire	34
1.1.5.1	Formation	34
1.1.5.2	Migration planétaire et place dans le Système Solaire actuel	36
1.2	La mission JUICE et l'instrument MAJIS	40
1.2.1	JUICE : objectifs et scénario de mission	40
1.2.2	L'instrument spectro-imageur : MAJIS	42
1.2.3	Développement de MAJIS : acteurs et rôles	45
1.2.3.1	Structure du projet MAJIS	45
1.2.3.2	Rôle de l'IAS : le plan focal et l'étalonnage	45
1.3	La méthode de mesure de MAJIS : spectroscopie infrarouge	46
1.3.1	Principe de la mesure et de l'interprétation	46
1.3.2	Processus physiques à l'origine d'une signature spectrale	49
1.3.3	Signatures spectrales typiques recherchées	52
1.4	Problématique : des observables scientifiques à l'instrument, nécessité de l'étalonnage	57

1.1. Jupiter et les satellites Galiléens

Avec ses 79 satellites connus (Sheppard et al., 2018), ses anneaux et son intense magnétosphère, Jupiter n'est pas seulement la plus massive des planètes du Système Solaire mais exige bien d'être étudiée comme le *système jovien* dans son ensemble. La connaissance des caractéristiques de ce système par l'observation directe reste bien sûr encore incomplète à ce jour, mais le défi de la compréhension de ses origines en est plus encore à ses débuts. Or, c'est souvent dans cet objectif que les observations sont menées : remonter le fil de l'histoire d'un phénomène ou d'une caractéristique actuelle pour mieux comprendre l'histoire de la formation de ce système en particulier mais aussi du Système Solaire en général et même d'autres systèmes stellaires avec lesquelles des similitudes existent comme nous allons le voir. L'instrument qui est au cœur de cette thèse, MAJIS, n'échappera pas à la règle et aura pour objectif une meilleure compréhension de l'évolution du système jovien à partir d'informations fournies par les nombreuses surfaces et atmosphères actuelles qu'il va étudier. C'est pour reproduire ce cheminement que ce premier chapitre présentera d'abord l'histoire de l'exploration et l'état de l'art des quatre satellites principaux de Jupiter, dits Galiléens : Io, Europe, Ganymède et Callisto qui sont l'objectif principal de MAJIS, puis ceux de Jupiter elle-même, et enfin une ébauche de scénario de formation de cet ensemble sera abordée, avec les nombreuses incertitudes que MAJIS pourra participer à combler.

1.1.1. Historique des observations

1.1.1.1. Découverte et observations depuis la Terre

Il est difficile de parler de découverte de Jupiter puisque sa magnitude visuelle apparente dans le ciel peut atteindre -2.94 (Mallama & Hilton, 2018), ce qui en fait l'objet le plus brillant du ciel après le Soleil, la Lune et Vénus. Sa présence dans le ciel a donc toujours été attestée historiquement, l'une des traces les plus anciennes datant de l'astronomie babylonienne au 8^{ème} av. J.C. (Sachs, 1974), permettant aussi la mesure de sa période de révolution à des valeurs proches de 12 ans. En revanche, la découverte de ses quatre satellites principaux a marqué l'histoire de l'astronomie puisqu'il s'agit de l'une des premières observations de Galilée en 1610 à l'aide de sa lunette, qui leur a valu leur nom générique de Lunes Galiléennes (Débarbat & Wilson, 1989). Il s'agissait de la première observation d'astres en rotation autour d'une autre planète, rotation que Galilée a remarquée en répétant ses observations de la position des quatre points lumineux autour de Jupiter plusieurs jours de suite. Les noms des amours du dieu Jupiter utilisés actuellement pour désigner ces quatre satellites comme étant Io, Europe, Ganymède et Callisto, ne sont quant à eux pas dus à Galilée mais à un autre astronome contemporain qui a décrit leur observation en 1614 : Simon Marius (Pasachoff, 2015). Les observations de la planète géante se sont alors succédées, notamment par Cassini, menant à la mesure de sa période de rotation puis à la découverte de la Grande Tache Rouge et de la rotation différentielle de son atmosphère. Il faut attendre 1933 en revanche pour que la composition de l'atmosphère soit identifiée, par Dunham (1933) qui analysa des spectres de Jupiter dans le domaine visible et y découvrit les mêmes bandes d'absorption que dans les spectres de l'ammoniac et du méthane.

Les observations depuis le sol se poursuivent encore aujourd'hui, malgré la faible résolution spatiale accessible en comparaison des sondes d'exploration dont les contributions sont détaillées dans la suite. Elles offrent en effet la possibilité d'un suivi temporel régulier des phénomènes dynamiques tels que l'activité volcanique d'Io observée avec l'un des télescopes Keck en 2015 (de Pater et al., 2016), ou encore des performances spectrales supérieures aux missions antérieures qui permettent de confirmer ou préciser des détections d'espèces comme les sels hydratés d'Europe (Ligier et al., 2016). Ce type de données et certains résultats que l'on peut en attendre feront

l'objet du chapitre 2. Depuis la Terre les gammes spectrales radio sont également accessibles, or elles permettent par exemple d'étudier le comportement de la magnétosphère de Jupiter grâce au rayonnement cyclotron généré à environ 10 cm de longueur d'onde par les électrons qui y sont accélérés (Sloanaker & Boland, 1961), et contribuent donc encore à l'étude du système jovien depuis le sol.

1.1.1.2. Les survols par Pioneer et Voyager

Les premières explorations *in situ* de la planète ont eu lieu avec les sondes Pioneer 10 et 11 lorsqu'elles ont survolé Jupiter en 1973 et 1974, avec une approche maximale à seulement 34 000 km d'altitude pour Pioneer 11. Ces deux sondes ont fait l'expérience de l'intensité des radiations à proximité de Jupiter sans y être suffisamment préparées (Gehrels, 1976) : les doses de radiations reçues se sont avérées 10 fois plus intenses que prévues, soulignant l'un des défis techniques les plus importants de l'exploration jovienne pour les missions à venir. Malgré tout, les instruments des sondes Pioneer ont continué à fonctionner, permettant entre autres la première mesure de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère de Jupiter et une révision des masses des satellites galiléens. Les observations des sondes Pioneer ont aussi permis de mesurer les températures qui règnent à l'intérieur de la géante gazeuse, en lien avec son flux infrarouge considérablement plus important que ce que la planète reçoit du Soleil (Ingersoll et al., 1975).

Puis, les deux sondes Voyager ont survolé la géante gazeuse en 1979, apportant de nombreux éléments nouveaux dans la compréhension de ce système planétaire : c'est Voyager 2 qui a détecté pour la première fois les anneaux de Jupiter (Stone & Lane, 1979). Les éruptions des volcans d'Io ont été observées par Voyager 1 (Smith et al., 1979) ainsi que les signatures spectrales de la couche de dioxyde de soufre qui recouvrent cette lune. Les images à très haute résolution des satellites Galiléens glacés ont mis en évidence les différences importantes de taux de cratérisation entre la surface d'Europe, peu cratérisée et donc jeune, et celle de Callisto, très ancienne. Ces deux sondes ont également acquis les premières images du satellite interne Amalthée, ainsi que celles des aurores polaires dans le visible et l'ultraviolet.

Enfin, la sonde Ulysse destinée à l'étude de l'héliosphère, équipée uniquement d'instruments de mesure du plasma et du champ électromagnétique *in situ*, a contribué aux observations de la magnétosphère de Jupiter lors de son passage à proximité en 1992 avec notamment la première observation de la perturbation de la magnétosphère corrélée à l'observation dans le visible par le télescope spatial Hubble d'une aurore polaire de Jupiter (Smith et al., 1992).

1.1.1.3. La mission Galileo

La seule mission exclusivement dédiée à l'étude du système jovien qui soit terminée à ce jour est la mission Galileo de la NASA, qui explora le système de 1995 à 2003. Ses résultats scientifiques ont notamment été résumés dans Bagenal et al. (2004). La mission de Galileo a permis une exploration très complète, avec notamment la première (et la seule à ce jour) sonde de descente atmosphérique larguée sur Jupiter. Cette sonde a notamment permis la mesure directe des abondances relatives des éléments constitutifs de l'atmosphère de Jupiter et révélé qu'elles sont différentes des abondances solaires comme mentionné précédemment. Les spectres infrarouges des surfaces des satellites glacés ont permis de caractériser finement la glace d'eau présente à leurs surfaces (Carlson et al., 1996) et les observations du champ magnétique à proximité de cette lune ont permis de l'identifier comme étant le premier satellite connu à générer un champ magnétique intrinsèque. Ce sont ces mêmes mesures qui ont permis de suspecter la présence d'océans sous-glaciaires sur Europe, Ganymède et Callisto à travers l'effet de leur

conductivité sur ce champ. Ce sont également les observations de Galileo qui ont fourni les premières détections significatives des exosphères des trois lunes glacées. Les résultats de cette mission seront repris et détaillés à de nombreuses reprises dans ce premier chapitre tant ils structurent une grande partie de la compréhension actuelle du système jovien.

1.1.1.4. Après Galileo : Cassini, New Horizons, Juno

Après Galileo, deux missions ont survolé le système jovien sur leur trajet vers le Système Solaire externe : Cassini en 2000 avant d’atteindre Saturne, et New Horizons en 2007 avant d’atteindre Pluton. Cette dernière a obtenu des observations très détaillées d’une plume d’Io lors de l’éruption de Tvashtar Patera (Spencer et al., 2007), fournissant des points de mesure supplémentaire de la température de ces éruptions qui étaient restées difficiles à contraindre à cause de la perte de résolution spectrale du spectro-imageur NIMS sur Galileo : des températures supérieures à 1000 K (soit 727°C) ont alors été confirmées, dont nous allons voir les conséquences importantes sur les processus géologiques internes à Io.

Enfin, une sonde est actuellement en orbite autour de Jupiter depuis 2016 : la sonde américaine Juno, essentiellement dédiée à l’étude des hautes latitudes de la planète géante. Des observations des lunes Galiléennes ont également été effectuées, apportant par exemple de nouveaux jeux de données dans le suivi temporel du volcanisme d’Io ou encore une mesure précise de la température de surface de la glace d’Europe (soit 132 K au maximum Filacchione et al., 2019) grâce à son spectro-imageur infrarouge JIRAM (Adriani et al., 2017).

La prochaine mission d’exploration détaillée du système jovien est menée par l’ESA et se concentrera quant à elle sur les lunes Galiléennes : c’est la sonde JUICE dont les objectifs et les instruments seront présentés en détails en section 1.2. C’est donc sur un socle de connaissances important de la planète Jupiter et de son environnement que s’appuie cette mission. L’état de l’art de ces connaissances est détaillé dans les sections suivantes, tandis que les caractéristiques physiques les plus élémentaires du système sont résumées dans le tableau 1.1.

Paramètres	Jupiter	Io	Europe	Ganymède	Callisto
Masse	$1.9 \cdot 10^{27}$ kg	$8.9 \cdot 10^{22}$ kg	$4.8 \cdot 10^{22}$ kg	$1.5 \cdot 10^{23}$ kg	$1.1 \cdot 10^{23}$ kg
Rayon équatorial	71 492 km	1821 km	1560 km	2634 km	2410 km
Densité	1.3	3.5	3.0	1.9	1.8
Période de rotation	9.9 h	1.77 j	3.55 j	7.15 j	16.69 j
Rayon de l’orbite	5.2 UA	$5.9 R_J$	$9.4 R_J$	$15.0 R_J$	$26.3 R_J$
Période de révolution	11.9 ans	synchrone	synchrone	synchrone	synchrone

Tab. 1.1. : Caractéristiques physiques de Jupiter et de ses quatre satellites principaux : Io, Europe, Ganymède et Callisto. $1 R_J$ correspond au rayon équatorial de Jupiter. Données issues de Dalton et al. (2010)

1.1.2. Les satellites Galiléens

1.1.2.1. Europe, Ganymède et Callisto : les trois lunes glacées

La Figure 1.1 illustre l'allure des quatre satellites Galiléens pour notre œil s'il était possible de s'en approcher autant que l'a fait la sonde Galileo. On remarque des similitudes morphologiques entre les trois satellites les plus lointains, Europe, Ganymède et Callisto, qui présentent tous les trois des structures en lignes à leur surface et quelques cratères, encore que leur nombre semble décroître de Callisto à Europe. Ces trois satellites sont dits glacés et nous allons ainsi les traiter de façon commune. Pourtant, cette appellation qui les rassemble n'est pas évidente au regard d'une de leurs caractéristiques physiques : les densités de ces trois satellites sont en effet très différentes (cf. Table 1.1) avec 3.0 pour Europe, 1.9 pour Ganymède et 1.8 pour Callisto. Il paraît donc difficile d'attribuer une composition dominée par la glace d'eau à Europe par exemple avec une densité aussi élevée. Les valeurs de leurs albédos géométriques (facteur de réflexion de la surface) visibles ne permettent pas non plus d'arriver à une telle conclusion : avec 0.68 pour Europe, 0.44 pour Ganymède et 0.19 pour Callisto, la réflectance de la glace d'eau étant en moyenne de 0.6, l'albédo très faible de Callisto semble aller à l'encontre de cette dénomination. C'est grâce aux informations de composition fournies par les spectres infrarouges des surfaces de ces satellites, notamment ceux obtenus par NIMS/Galileo, qu'on peut la justifier. Les spectres de surfaces typiques de ces trois lunes issus de NIMS sont donnés en Figure 1.2, d'après Dalton et al. (2010). On constate que les absorptions qui caractérisent ces spectres, à 1.0, 1.25, 1.5, 1.65, 2.0 et 3.0 μm sont presque toutes dues à la molécule d'eau. L'exception étant la signature spectrale à 4.2 μm bien visible sur le spectre de Callisto qui marque la présence de CO_2 .

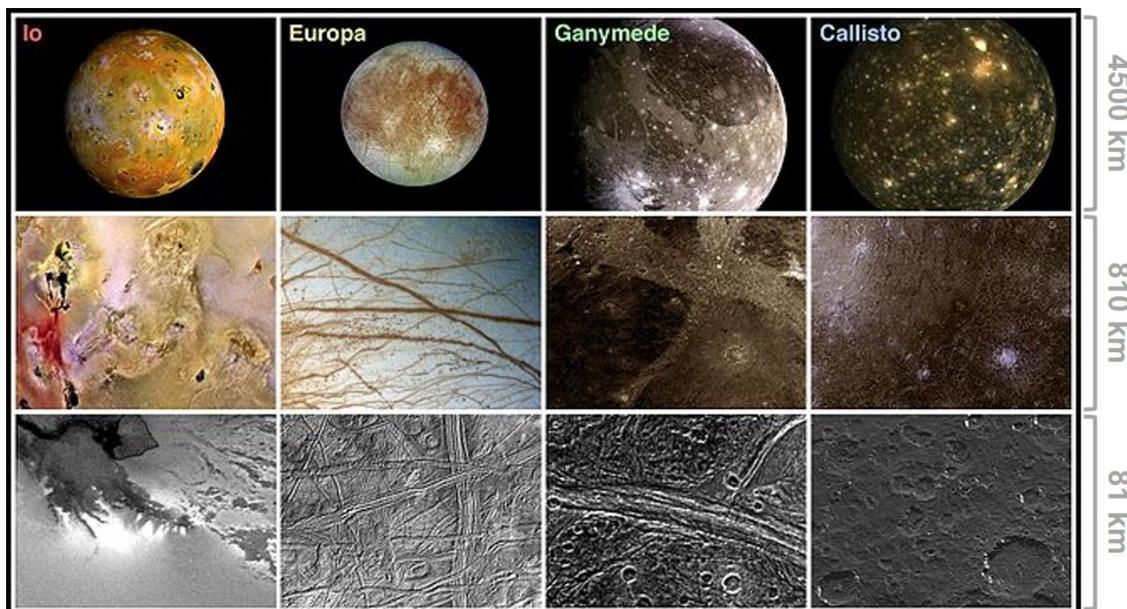


Fig. 1.1. : Les surfaces des satellites Galiléens : images acquises par Galileo/SSI en couleurs visibles, sauf pour la ligne du bas, mosaïque réalisée par NASA/JPL/DLR, 1998. La ligne supérieure est à un échantillonnage de 10 km/pixel, celle du milieu à 1.8 km/pixel et celle du bas à 180 m/pixel.

Une analyse plus fine de ces spectres montre que cette eau est présente sous des formes différentes à la surface de ces satellites : la bande à 1.65 μm n'est présente que si la glace d'eau est sous sa forme cristalline, ce qui indique la présence de glace cristalline sur les terrains les plus brillants d'Europe et sur Ganymède et Callisto, tandis qu'elle serait sous forme amorphe dans

les terrains sombres d'Europe (Hansen & McCord, 2004). Une cartographie plus fine de cette bande d'absorption montre que sur Ganymède de la glace amorphe existe aux hautes latitudes et sur son hémisphère arrière par rapport au sens de son orbite. Cette observation serait à relier à l'apport permanent d'ions et d'électrons énergétiques arrachés au tore de plasma d'Io par le champ magnétique de Jupiter qui connecte les quatre lunes Galiléennes entre elles. C'est ce que propose Schubert et al. (1996) à partir des observations de Galileo confrontées à des modèles : ce champ étant moins intense au niveau de Callisto et Ganymède étant partiellement protégée par son champ magnétique intrinsèque, l'apport d'ions énergétiques est moins important sur ces surfaces que pour Europe. Or, ces ions peuvent avoir trois effets d'irradiation d'après Hansen & McCord (2004) : briser les liaisons des molécules qu'ils impactent (radiolyse), éjecter certains de leurs atomes, ou encore s'implanter dans le matériau rencontré. Un flux important de ces ions aura donc pour conséquence de rendre la glace amorphe. Mais ce raisonnement devrait aussi induire la présence d'autres molécules riches en éléments exogènes à cause de l'implantation de ces ions, on peut penser notamment au soufre car il est très abondamment émis par Io.

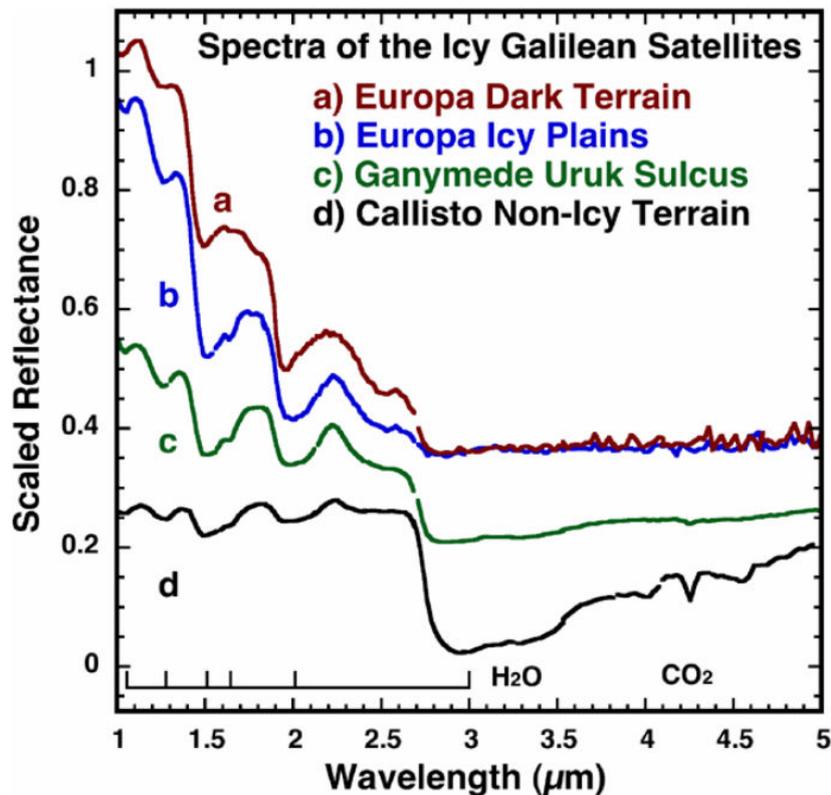


Fig. 1.2. : Spectres de réflectance (translatés) infrarouge des surfaces des trois satellites Galiléens glacés acquis par Galileo/NIMS, issus de Dalton et al. (2010). L'absorption du CO₂ à 4.2 μm ainsi que toutes les signatures dues à l'eau sont annotées pour l'interprétation.

Justement, l'analyse de la forme exacte des bandes d'absorption de l'eau dans le spectre des lunes glacées et notamment celui des terrains sombres d'Europe montre que ces bandes sont déformées, ce qui peut être modélisé en laboratoire par des minéraux hydratés au lieu de glace d'eau (Dalton et al., 2005) : le MgSO₄, Na₂SO₄ et l'acide sulfurique H₂SO₄ hydratés sont les composés qui donnent le meilleur ajustement sur les spectres mesurés pour Europe. Récemment, des sels chlorés ont également été détectés grâce à des observations effectuées depuis le sol avec l'instrument SINFONI par Ligier et al. (2016). La présence de ces matériaux hydratés

sur Ganymède et Callisto est aussi supposée (McCord et al., 2001a). Toutefois, si l'origine des éléments Mg, Na et S peut être en partie exogène, l'hydratation de ces sels requiert l'interaction avec l'eau liquide. Cela rejoint les conclusions tirées à partir de mesures de champ magnétique par Kivelson et al. (2000) pour Europe et Callisto et par Saur et al. (2015) pour Ganymède. En effet, la présence d'eau liquide partiellement conductrice sous la surface des satellites glacés correspond bien à la présence de ces sels hydratés, et elle explique aussi les modifications de la magnétosphère de Jupiter à proximité par interaction avec cet océan conducteur.

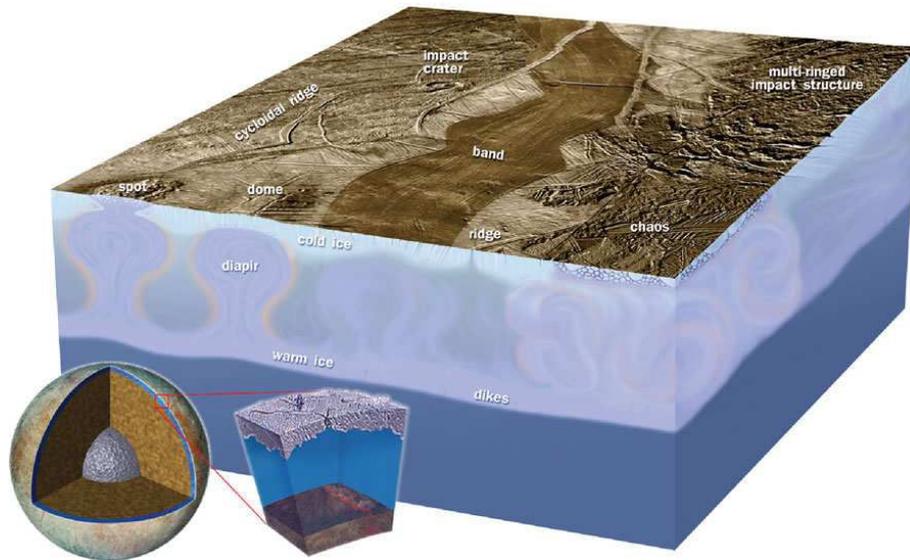


Fig. 1.3. : Schéma de la structure de surface supposée d'Europe, par Pappalardo (2010). Les failles et les *chaos* correspondraient à des zones où les échanges entre océan et surface seraient plus susceptibles de se produire.

La présence de ces océans sous-glaciaires est notamment rendue possible par les forces de marées déjà évoquées dans le cas d'Io qui maintiennent une température interne suffisante pour que l'eau soit à l'état liquide. La profondeur de ces océans et leurs environnements sont différents selon le satellite bien sûr : d'après (Spohn & Schubert, 2003), la couche de glace d'eau, d'ammoniac, et de sels hydratés de surface ferait entre 20 et 40 km d'épaisseur sur Europe, pour 60 à 80 km d'épaisseur sur Ganymède et Callisto. Sous ces océans, on trouve le manteau silicaté pour Europe puis le noyau probablement ferreux, qui à eux deux expliquerait la densité plus élevée d'Europe. Pour Ganymède et Callisto, c'est une nouvelle couche de glace d'eau qui constituerait le plancher océanique, avant le manteau silicaté et le noyau là aussi très peu connus (Sotin & Tobie, 2004). Pour permettre l'observation de ces sels hydratés, un mécanisme d'échange entre l'océan et la surface est aussi nécessaire, autrement dit il faut que ces lunes possèdent une activité géologique.

Les structures observées à la surface d'Europe sont schématisées par la Figure 1.3 qui illustre les mécanismes géologiques à leur origine d'après Pappalardo (2010). On constate que les structures géologiques que sont les failles et les *chaos*, observées en grand nombre, vont dans le sens d'une telle activité puisqu'elles correspondraient à des zones où les échanges avec l'océan sont plus faciles (Pappalardo, 2010). En outre, l'âge moyen de la surface d'Europe mesuré à partir de sa densité de cratère n'est évalué qu'à 50 millions d'années (Zahnle et al., 2003), ce qui constitue un autre indice dans le sens d'une surface active, modifiée régulièrement et donc jeune. La même estimation pour Ganymède correspond à 2 - 4 milliards d'années et 4 - 4.5 milliards pour Callisto, ce qui sous-entend une faible activité géologique et laisse encore ouverte la question des échanges avec la sub-surface.

Enfin, ces trois satellites glacés posséderaient tous une atmosphère très ténue, générée essentiellement par les produits de la pulvérisation de la surface par les ions apportés par la magnétosphère jovienne. Cette pulvérisation libère notamment du dioxygène qui se retrouve dans les trois atmosphères (McGrath et al., 2004) et même de l’ozone dans le cas de Ganymède ; du CO₂ a été identifié au-dessus de Callisto (Carlson, 1999) comme mentionné dans la Figure 1.2. Seule Europe possède une atmosphère dont une partie des composants sont supposés endogènes, à savoir le sodium et le potassium mais dont l’origine reste à déterminer (Leblanc et al., 2005).

1.1.2.2. Io et le tore de plasma

La lune Galiléenne la plus proche de Jupiter nécessite quant à elle un traitement différent par bien des aspects. Dès sa formation, Io suit une évolution particulière à cause de sa proximité avec Jupiter : les températures élevées (McKinnon, 2007) qui règnent à 6 R_J (rayon jovien) au niveau de l’orbite de la proto-lune, dues au flux de chaleur de la planète et à la dissipation visqueuse dans le disque circum-jovien pauvre en gaz (Canup & Ward, 2002), vont empêcher la condensation des espèces volatiles en glace. D’après ce modèle, conforté par la mesure de densité élevée d’Io (3.5) et les mesures de son champ de gravité effectuées par la sonde Galileo (Schubert et al., 2004), la composition globale d’Io devrait être essentiellement silicatée, avec un noyau riche en fer à la manière des planètes telluriques. Après sa formation, Io entre en résonance de moyen-mouvement de ratio 1 :2 :4 avec Europe et Ganymède, appelée résonance de Laplace, ce qui génère d’importantes forces de marées capables de maintenir le manteau d’Io partiellement fondu et donc une importante activité géologique (Peale et al., 1979). Une autre preuve de cette activité géologique réside dans l’absence de cratères sur Io, indiquant un resurfaçage permanent par des processus géologiques.

Cette activité est illustrée par les images de trois instruments différents de la sonde New Horizons en Figure 1.4, où l’on voit une plume d’éjectas volcaniques au-dessus de l’hémisphère nocturne d’Io (Spencer et al., 2007), les couleurs vives qui caractérisent sa surface sur l’hémisphère diurne, et le flux infrarouge important émis par rayonnement thermique du volcan Tvashtar Patera durant son éruption mais aussi par les autres volcans qui restent des points chauds en dehors de leurs éruptions, de nouveau sur la partie nocturne. Ces plumes alimentent une atmosphère très ténue au-dessus d’Io ainsi qu’un tore de plasma qui se trouve sur son orbite. Ce dernier, généré par l’interaction avec la magnétosphère de Jupiter, est alimenté en ions majoritairement soufre et chlore par Io à raison d’une tonne par seconde (Schneider & Bagenal, 2007). Cette identification chimique est quant à elle obtenue par spectroscopie : le spectre moyen d’Io en Figure 1.5 montre que la surface est largement dominée par les composés soufrés et notamment le dioxyde de soufre qui forme un givre recouvrant largement la surface sous les conditions de température (110 K) et de pression (5 à 40 nbar) qui y règnent (Carlson et al., 2007).

Les images de la Figure 1.4 révèlent bon nombre d’autres phénomènes encore mal compris sur Io : les couleurs très marquées de la surface, du vert au rouge en passant par des ocres et des jaunes, ne sont pas toutes attribuées à un composé chimique actuellement, tant le dioxyde de soufre est omniprésent et rend difficile la détection d’espèces minoritaires. Il est *a priori* responsable des étendues jaunes et blanches, le rouge à proximité de points chauds comme Pele Patera a été proposé comme provenant de polymères de soufre à des températures très basses (Douté et al., 2004), mais les autres couleurs qui valent à Io son surnom de "pizza" restent non attribuées. De même, s’il est certain que l’eau est rare sur Io, son absence totale à la surface sous forme de glace fait toujours débat, la détection d’une de ses bandes caractéristiques dans le spectre de la Figure 1.5 étant encore discutée (Carlson et al., 2007). Cette omniprésence du

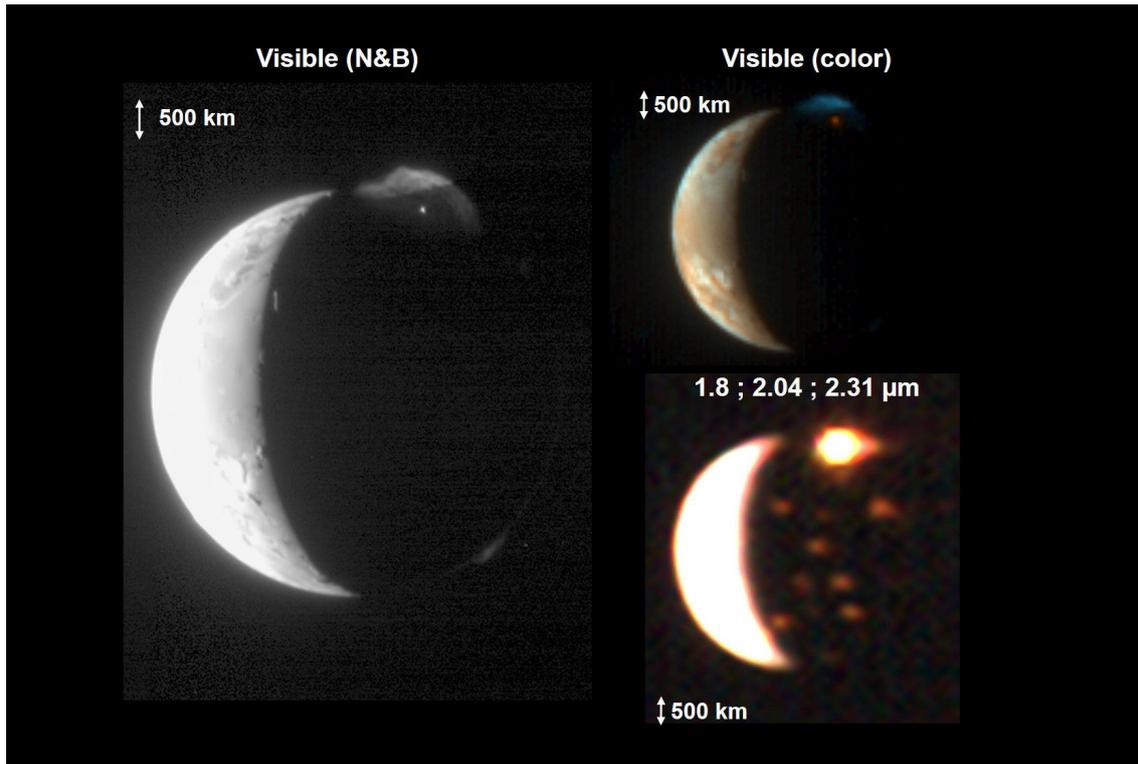


Fig. 1.4. : Images d'Io obtenues par la sonde New Horizons lors de son survol en 2007 (Spencer et al., 2007) sur sa trajectoire vers Pluton. L'image de gauche en noir et blanc est obtenue par l'instrument LORRI et montre l'éjecta volcanique au-dessus du limbe côté nocturne en haut. L'image en haut à droite est acquise par l'instrument MVIC, en couleurs visibles, et permet d'observer les couleurs vives et contrastées de la partie diurne de la lune. L'image en bas à droite est acquise par le spectro-imageur infrarouge LEISA, ici pour les canaux à 1.8, 2.04 et 2.31 μm , révélant le flux thermique issu du volcan Tvashtar responsable de l'éruption en haut à gauche mais aussi d'autres points chauds visibles avec un bon contraste sur la partie nocturne.

dioxyde de soufre a également empêché toute détection directe par spectroscopie des minéraux silicatés qui devraient pourtant constituer l'essentiel du manteau et de la croûte de la lune d'après ses conditions de formation. Les images en bande spectrale étroite de SSI à bord de Galileo laissent suspecter une détection de pyroxènes par leur bande d'absorption à 0.95 μm (visible sur le spectre de la Figure 1.5) mais ne permettent pas de le confirmer. Leur détection directe requiert l'observation d'une zone suffisamment chaude pour être exempte du givre, ce qui ne se produit qu'à proximité immédiate des points chauds et donc sur des étendues spatiales très faibles qui nécessitent une sonde en survol proche pour être observées en détail (Mura et al., 2019). Enfin, une comparaison entre ces images dans la gamme visible et la gamme infrarouge montre que tous les reliefs d'altitude importante ne correspondent pas à des points chauds. On observe en effet sur Io une centaine de montagnes, avec des hauteurs pouvant aller jusqu'à 17 km, dont l'origine ne serait pas volcanique mais tectonique d'après Schenk et al. (2001) puisque leur hauteur nécessite une composition silicatée et non soufrée pour résister aux pressions exercées à la base. Elles correspondraient à des zones de compression tectonique alors que les volcans correspondent à des zones d'extension mais les conditions de leur formation sous forme de pics solitaires et non de chaînes comme sur Terre restent encore incomprises.

La cartographie des points chauds d'Io et l'étude de leur spectre infrarouge pourraient aussi

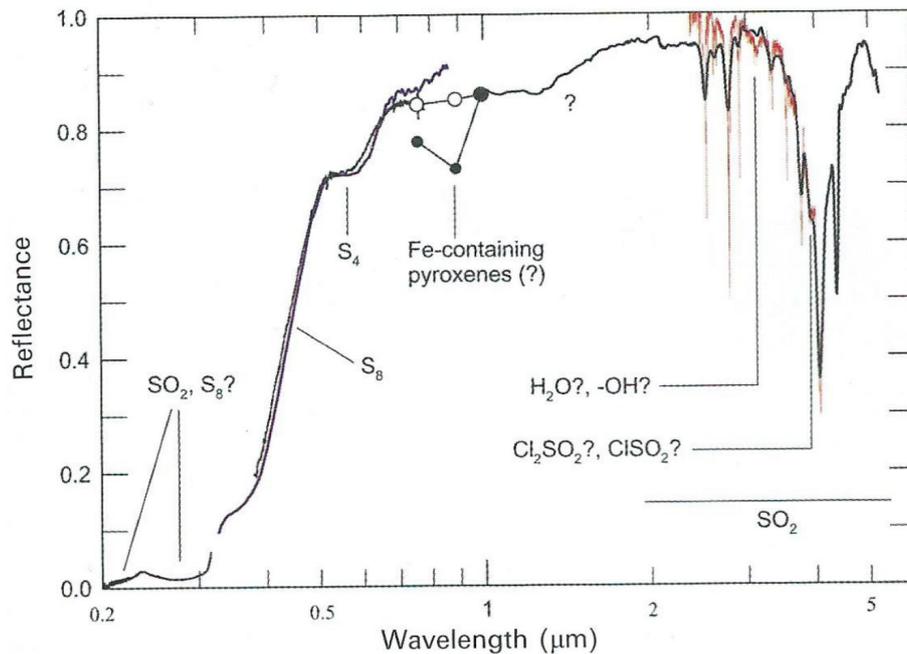


Fig. 1.5. : Spectre visible et infrarouge en réflectance de la surface d'Io : assemblé par [Carlson et al. \(2007\)](#) à partir de données issues de Galileo/NIMS/SSI, d'ISO, et d'observations au sol. Les signatures spectrales sont attribuées lorsqu'elles ne font pas débat, les signatures autour de 1 μm peuvent être attribuées à des minéraux silicatés mais leur détection n'est pas confirmée.

permettre de mieux comprendre les processus de chauffage du manteau d'Io qui sont à l'œuvre : en effet, le chauffage généré par les forces de marées pourrait avoir lieu en profondeur si le manteau est partiellement fondu, ou plus proche de la surface dans l'asthénosphère selon le modèle considéré parmi les deux actuellement considérés ([Davies et al., 2015](#)). Or, la répartition spatiale des points chauds et leur température sont des marqueurs du mécanisme de chauffage. Les mesures de température actuelles se situent entre 1000 et 1500 K ([Veeder et al., 2015](#)) mais elles sont encore largement discutées à cause de la faible résolution (spectrale pour Galileo/NIMS, spatiale pour les autres spectromètres ayant observé Io) des observations obtenues jusqu'à maintenant. La détection directe de la composition à proximité immédiate des points chauds (mafique ou ultra-mafique selon sa richesse en magnésium et en fer) permettrait également de préciser ce mécanisme mais cette mesure n'a toujours pas été possible pour des raisons qui feront l'objet du chapitre 2.

1.1.3. Jupiter

1.1.3.1. Surface et atmosphère

Parler de la surface de Jupiter n'est en fait qu'une convention : la planète est essentiellement constituée de gaz comme on l'a vu, et même si l'embryon qui a permis sa formation est solide, il ne représente qu'une très petite partie du volume de la planète aujourd'hui. Pour parler du rayon de Jupiter par exemple, qui est de 71 492 km à son équateur, il a donc fallu définir sa surface comme étant l'altitude à laquelle la pression atteint 1 bar. Avec la même définition, le rayon polaire de la planète est de seulement 66 864 km à cause de sa rotation très rapide qui lui donne une forme oblate (la plus rapide du Système Solaire avec 9.9 h de période) ([Dalton et al., 2010](#)).

Les conditions de température et de pression sur Jupiter étant bien au-delà des points critiques du dihydrogène et de l'hélium qui sont ses composants majoritaires, une définition physique à partir de leur changement d'état de gazeux vers liquide n'est pas envisageable. Lorsqu'on observe la planète à l'œil nu à travers un télescope ou en regardant une image prise dans le visible, toutes les structures de la planète telles que ses bandes de couleur et sa grande tache rouge ne sont donc pas strictement à sa surface, elles peuvent se situer à plusieurs centaines de kilomètre au-dessus dans ce qu'on peut appeler l'atmosphère de la planète ou au contraire à plusieurs bars sous la surface. On s'aperçoit ainsi que la définition de l'atmosphère de la planète doit aussi faire appel à une convention : la base de la troposphère est conventionnelle en l'absence de véritable surface et fixée en général à -90 km, soit une pression de 10 bar. La structure qui s'ensuit, illustrée par la Figure 1.6, est décrite de manière très complète par Seiff et al. (1998) suite aux observations de Galileo : à l'altitude de 50 km la température cesse de décroître et se stabilise à environ 110 K, ce qui permet de définir la tropopause à cette altitude par analogie avec la Terre. Au-dessus de la troposphère, la température croît faiblement sur plusieurs centaines de km, ce qui définit la stratosphère avant d'augmenter fortement à une altitude de 320 km pour atteindre 1 000 K dans la thermosphère. Enfin, on peut parler d'exosphère au-delà de la thermosphère mais sans que sa limite supérieure ne soit clairement définie.

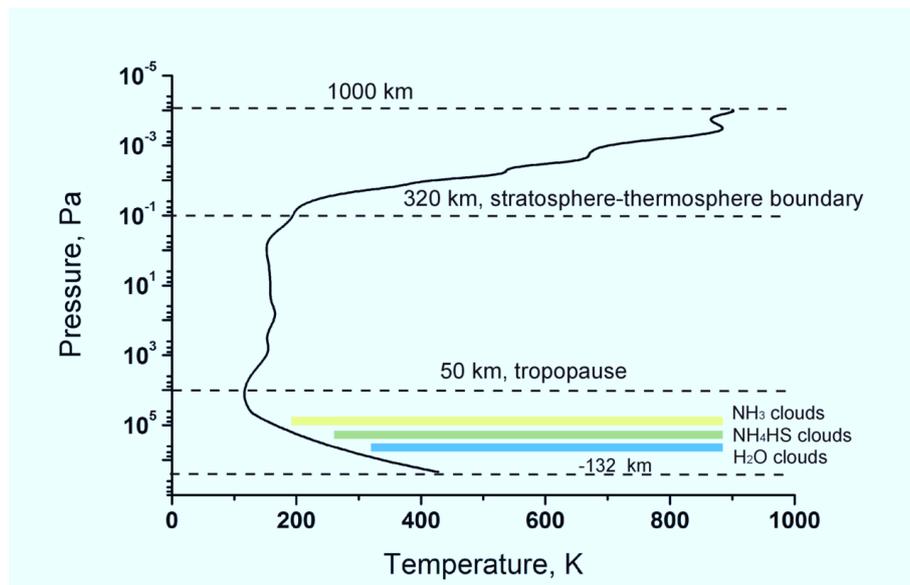


Fig. 1.6. : Schéma de la structure verticale de l'atmosphère de Jupiter, réalisé d'après les données de (Seiff et al., 1998). La pression est mesurée en Pa, la température en K, les altitudes en km sont définies par rapport au niveau où la pression vaut 1 bar. La composition chimique des nuages représentés est discutée dans le texte.

Les nuages visibles se formeraient surtout dans la troposphère, d'abord sous forme (Atreya et al., 2003) d'eau et de glace d'eau comme les nuages terrestres, qui sont responsables avec la chaleur provenant des couches plus profondes des puissants orages régulièrement observés sur Jupiter (Brown et al., 2018) qui déclenchent des éclairs qui ont pu être observés récemment par Juno. À plus haute altitude dans la troposphère, des nuages d'hydrogénosulfure d'ammonium (NH_4HS) se forment, puis enfin les nuages de glace d'ammoniac qui sont responsables de la plupart des couleurs claires de certaines bandes de Jupiter. Dans l'ensemble de l'atmosphère jovienne, le dihydrogène et l'hélium restent bien sûr les composants dominants (Taylor et al., 2004) comme dans le reste de la planète, avec 86% de dihydrogène et 13 % d'hélium en volume, pour seulement 0.1 % de vapeur d'eau et de méthane, et 0.02 % d'ammoniac. Le méthane, bien présent et dont la signature spectrale est aisément détectable même depuis la Terre dans

le domaine visible (*travail personnel*), ne peut toutefois pas former de nuages contrairement aux espèces décrites plus haut car il ne peut condenser aux températures de l'atmosphère. Ces composés chimiques majoritaires ne sont toutefois pas responsables de la caractéristique visuelle première de l'atmosphère de Jupiter : les couleurs de ses bandes (parties sombres rougeâtres parallèles à l'équateur) et de ses zones (parties claires parallèles à l'équateur). Ces courants atmosphériques (ou courant-jet), qui tournent autour de la planète dans des sens alternativement opposés, seraient le résultat de la circulation ascendante de l'atmosphère plus froide pour les zones tandis que les bandes plus chaudes sont le siège de courants descendants (Taylor et al., 2004). L'origine de ces couleurs reste en réalité inconnue pour la plupart d'entre elles aujourd'hui, elle serait à rechercher dans des composés minoritaires, probablement soufrés pour les couleurs claires et phosphorés pour les couleurs rougeâtres ((Prinn & Owen, 1976) et (Sill, 1976)), mais non encore détectés (Taylor et al., 2004). Les nuages d'un blanc clair sont les seuls à être facilement attribuables aux glaces d'ammoniac.

Enfin, cette atmosphère est le siège de nombreux phénomènes dynamiques, tels que les cyclones et les anticyclones, la Grande Tache Rouge étant l'exemple le plus connu de ces derniers, mais aussi les orages dans la troposphère comme on l'a vu, et des aurores à plus haute altitude. Ces dernières, permanentes contrairement à celles vues sur Terre, se produisent dans la thermosphère et se caractérisent par une très forte émission infrarouge due à des cations trihydrogène (H_3^+) et seraient le principal vecteur de refroidissement de cette thermosphère (Miller et al., 2005). Une autre structure encore mal connue de l'atmosphère jovienne est appelée point chaud par Seiff et al. (1998) : il s'agit de fenêtres atmosphériques où l'émission de lumière infrarouge est particulièrement intense autour de $5 \mu\text{m}$. Dans ces zones, l'atmosphère et les couches supérieures de la planète seraient très peu denses et laisseraient donc passer le rayonnement infrarouge des couches inférieures plus chaudes, et ce jusqu'à des pressions de l'ordre de 15 bar d'après les observations de Galileo, qui en a détecté une quinzaine régulièrement réparties sur une bande au nord de l'équateur. Ces points chauds sont donc des cibles d'intérêt pour l'étude à distance des profondeurs de Jupiter mais leur mécanisme de formation est encore mal compris, il pourrait s'agir de zones très pauvres en vapeur d'eau et donc moins denses qui s'écoulent vers l'intérieur ou d'entraînement convectif mais les deux approches ne parviennent pas à expliquer une déplétion de l'atmosphère jusqu'à de telles profondeurs.

L'étude détaillée de l'intérieur de Jupiter est comme on le voit bien plus complexe que celle de son atmosphère et requiert des mesures directes.

1.1.3.2. Structure interne

Des mesures *in situ* de l'intérieur de Jupiter n'ont pu être réalisées qu'une fois par une sonde de descente atmosphérique, larguée par Galileo en 1995, et elle n'en a exploré que 0.22 % en rayon puisqu'elle a cessé d'émettre au bout d'une heure de mesures à une altitude de 150 km (soit 23 bars) et sous une température de 423 K. Les connaissances sur sa structure intérieure proviennent donc essentiellement de modèles, contraints à partir de mesures indirectes. Ces dernières portent notamment sur le champ de gravité (par Voyager notamment, (Zharkov & Trubitsyn, 1978)), le champ magnétique et donc la nature de la dynamo qui le génère, les abondances chimiques dans l'atmosphère que l'on vient d'évoquer qui constituent des conditions aux limites, et enfin des mesures du flux total émis par la planète.

On a ainsi pu déduire, sachant que les composants majoritaires de la planète sont l'hydrogène et l'hélium comme on l'a vu avant, la structure interne présentée en Figure 1.7 et dont une description détaillée est proposée par Fortney et al. (2009) que je résume ici. Comme on l'a vu, à la base de l'atmosphère la température (entre 150 et 200 K) et la pression de l'ordre

du bar permettent à l'hydrogène d'exister sous forme de dihydrogène gazeux, mais lorsque la pression et la température augmentent il devient progressivement liquide, sans frontière marquée de changement de phase puisque le point critique est dépassé. Dans le dihydrogène liquide une séparation de phase a lieu avec l'hélium liquide qui se condense en gouttelettes et tombe sous forme de "pluie", appauvrissant ainsi les couches supérieures en hélium. Puis, à 1 ou 2 Mbar de pression, l'hydrogène liquide deviendrait métallique c'est-à-dire conducteur car il est ionisé (Militzer et al., 2008). Cette couche est en revanche riche en hélium car alimentée par la "pluie" mentionnée plus haut, c'est elle qui occuperait la plus grande partie du volume de Jupiter avec un peu moins de 80 % de son rayon. Enfin, le cœur est très mal connu, sa simple présence lors de la formation de la planète fait encore débat mais son existence sous forme d'un mélange solide de roches silicatées et de glace est actuellement nécessaire pour modéliser le champ de gravité tel qu'il est mesuré. Sous ces hypothèses, sa masse serait de l'ordre de la dizaine de masses terrestres. Les pressions atteintes au centre seraient de quelques dizaines de Mbar, quant aux températures elles sont surtout évaluées à partir des mesures de flux infrarouge émis par Jupiter, qui est de 40% supérieur à ce qu'elle absorbe du Soleil impliquant des températures internes de l'ordre de 10 000 K (Guillot et al., 2004). Cette énergie interne importante, qui permet notamment d'entretenir des mouvements de convection, aurait été fournie par la contraction de la planète à sa formation qui continue encore aujourd'hui puisqu'elle perd environ 3 cm de diamètre par an.

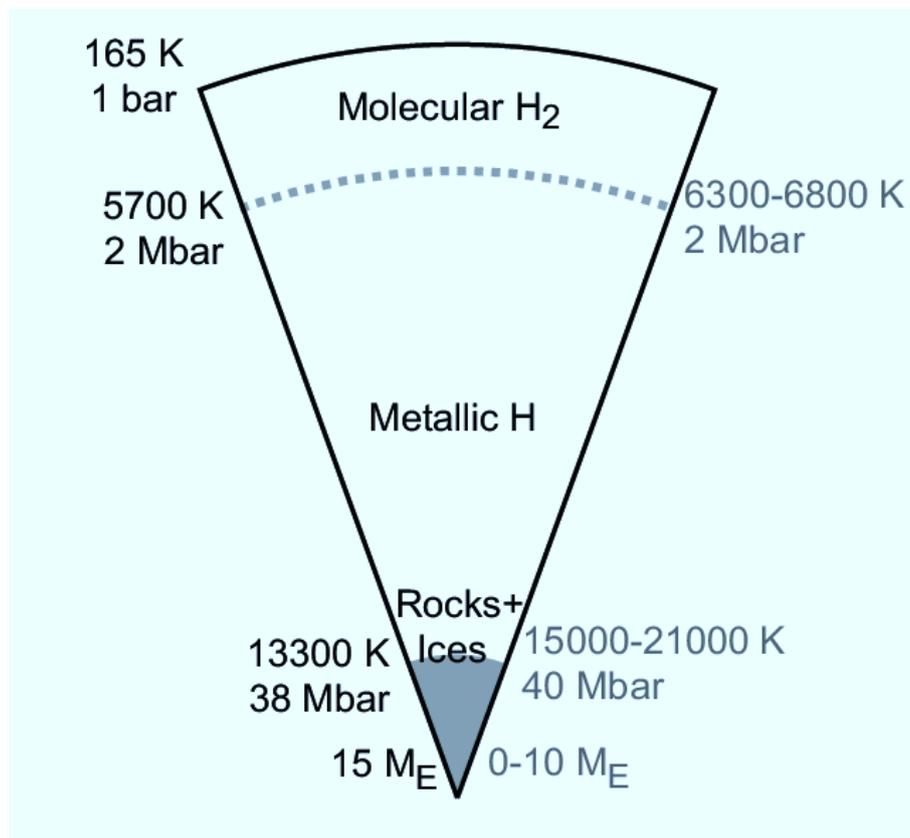


Fig. 1.7. : Schéma de la structure interne de Jupiter issu de Fortney et al. (2009), en fonction de la pression et de la température, des indications de composition chimique sont données et la masse du cœur est estimée en masses terrestres. Les valeurs à droite du schéma sont celles de Guillot (2005) tandis que celle à gauche sont de Militzer et al. (2008).

Cette description reste très qualitative comme on le voit, des chiffres plus précis pour les températures et les pressions internes sont par exemple fournis dans la Figure 1.7, mais elle

révèle aussi la diversité des conclusions auxquelles les auteurs ont pu arriver. Outre les difficultés issues du mode de formation de Jupiter, les principales inconnues restantes pour la description de sa structure interne proviennent des gammes de température et de pression qui y règnent : le comportement de l'hydrogène et de l'hélium dans ces gammes est très mal connu et difficile à étudier, même si des expériences en laboratoire ont pu s'en approcher (Nellis et al., 1997).

1.1.4. Les anneaux de Jupiter et les satellites irréguliers

1.1.4.1. Anneaux

Comme les quatre autres géantes gazeuses du Système Solaire, Jupiter possède un système d'anneaux dans son plan équatorial, mais contrairement aux emblématiques anneaux de Saturne ceux-ci n'ont été découverts que très tardivement, lors du survol rapproché de la sonde Voyager en 1979 (Smith et al., 1979). En effet, les anneaux de Jupiter sont (Ockert-Bell et al., 1999) très peu denses en comparaison de ceux de Saturne et possèdent un très faible albédo ce qui les rend difficiles à détecter. Les anneaux sont usuellement découpés en trois entités représentées en Figure 1.8, par ordre de distance moyenne à la planète : le halo, l'anneau principale, et l'anneau dit "gossamer" lui-même subdivisé entre sa partie liée au satellite Amalthée et celle liée au satellite Thébé.

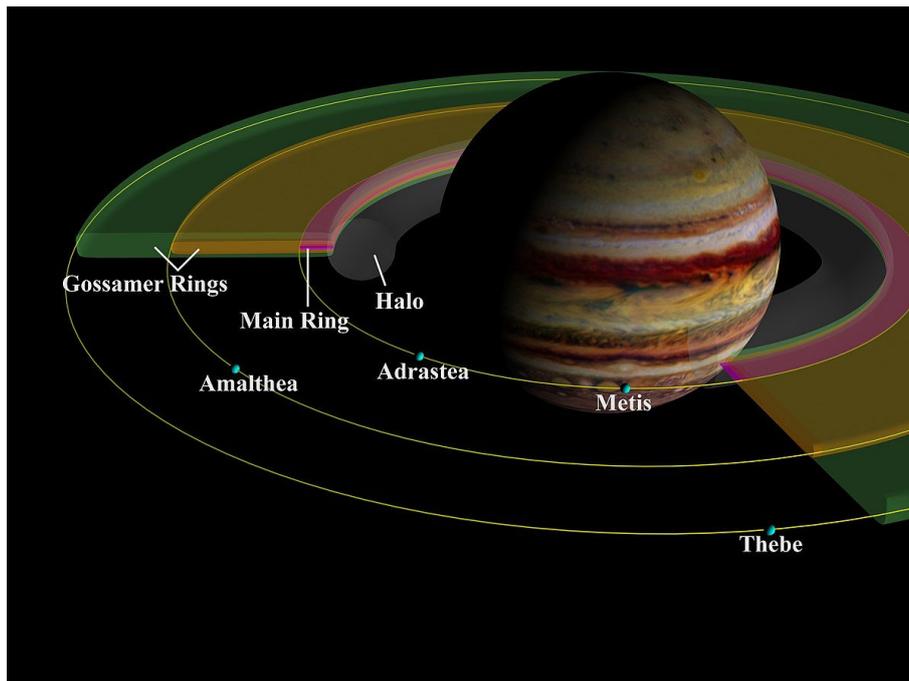


Fig. 1.8. : Schéma des anneaux de Jupiter représentés avec l'orbite (supposée circulaire) des quatre satellites irréguliers qui les traversent. Aдраsthée et Métis ont des demi-grands axes très légèrement différents, elles sont représentées sur une même orbite pour des facilités graphiques.

Leur masse totale est très mal contrainte (Throop et al., 2004) mais actuellement estimée entre 10^{11} et 10^{16} kg, tandis que la taille moyenne des particules de poussière qui les composent va du sub-micrométrique à quelques dizaines de microns. L'étendue des anneaux est en revanche importante, puisqu'ils s'étendent de 92 000 à 226 000 km de distance depuis Jupiter. Quant à leur épaisseur, elle est la plus importante au niveau du halo, d'où son nom, avec plus de 10^4 km, et la plus faible au niveau de l'anneau principal avec en moyenne 10^2 km. Ces caractéristiques

physiques, avec la réflectivité propre de chaque grain, font des anneaux de Jupiter un système bien moins dense et donc moins réfléchissant que les anneaux de Saturne, qui font en moyenne moins d'un kilomètre d'épaisseur pour une extension radiale de seulement 73 000 km (Nicholson et al., 2008) et une masse totale de $1.54 \pm 0.49 \cdot 10^{19}$ kg (Iess et al., 2019). Il faut également ajouter que la taille moyenne des particules des anneaux de Saturne est plus importante allant du centimètre au mètre et elles seraient composées essentiellement de glace d'eau très pure.

La composition des poussières des anneaux de Jupiter n'est pas précisément connue car les seuls spectres de réflectance acquis à ce jour (Wong et al., 2006 ou Throop et al., 2004) ne montrent aucune signature spectrale identifiable. Toutefois leur origine peut être tracée à partir de ces spectres qui sont très similaires à ceux des quatre lunes irrégulières qui orbitent au milieu des anneaux que sont Métis, Adrasteé, Amalthée et Thébé et qui en délimitent les frontières. On suppose donc que le matériau qui compose les anneaux joviens a été arraché à ces quatre satellites par des impacts, y compris de très faible ampleur au vu de leurs masses (de 10^{15} à 10^{18} kg) et donc de leurs champs de gravité. La composition de ces anneaux et une meilleure compréhension de leurs liens avec les quatre satellites qui les structurent font donc partie des aspects encore à découvrir du système jovien.

1.1.4.2. Satellites irréguliers

Jupiter possède en tout 79 satellites naturels, dont 75 sont dits irréguliers car leur masse et leur taille ne leur permettent pas d'atteindre l'équilibre hydrostatique et d'avoir une forme quasi-sphérique. Les 4 plus proches de Jupiter ont déjà été cités car ils sont en forte interaction avec les anneaux de Jupiter, il s'agit de Métis, Adrasteé, Amalthée et Thébé. Amalthée présente la particularité d'être le mieux connu des satellites non-Galiléens, notamment parce qu'il est le plus gros d'entre eux et donc le plus facile à observer (167 km de diamètre moyen et une masse de l'ordre de 10^{18} kg), sa découverte a d'ailleurs été faite uniquement par observation visuelle, par Edward Emerson Barnard avec la lunette de 91 cm de l'observatoire Lick en 1892 (Barnard, 1892). La masse et la densité d'Amalthée ont pu être mesurés précisément (Anderson et al., 2005) et une bande d'absorption a même pu être détectée sans ambiguïté dans son spectre à $3 \mu\text{m}$ (Takato et al., 2004) en 2004, représenté en Figure 1.9, confirmant la prédominance de glace d'eau et/ou de matériaux hydratés ce qui était déjà soupçonné à cause de sa faible densité de 0.86. Le cas d'Amalthée est important car il a ensuite été utilisé comme référence de composition a priori des satellites irréguliers de Jupiter, la masse des autres satellites étant alors déduite de façon indirecte à partir de leur taille et d'une densité supposée similaire à celle d'Amalthée. Une composition aussi riche en matériaux volatiles devrait rendre impossible la formation de ces satellites à leur distance actuelle de Jupiter (entre 1.8 et 3.1 R_J), la question de leur origine par migration vers l'intérieur ou capture reste donc non résolue.

Ces quatre satellites, que l'on peut qualifier d'internes par rapport aux Galiléens, sont en orbite synchrone, prograde, quasi-circulaire et de très faible inclinaison comme ces derniers. Pour les 71 satellites externes, dont les demi-grands axes sont donc au-delà des 26 R_J de Callisto, des orbites très différentes sont observées. En effet, ces satellites externes ont tous des orbites asynchrones, fortement elliptiques et inclinées par rapport à l'équateur de Jupiter. Sur les 71 connus aujourd'hui, seulement 10 tournent dans le sens prograde tandis que les 61 autres sont rétrogrades. Une observation similaire est faite sur la cohorte de satellites externes de Saturne, l'explication avancée à ce jour (Astakhov et al., 2003) est la suivante : ces corps en orbite lointaine des géantes seraient tous le fruit de captures gravitationnelles, dont les orbites initiales sont chaotiques, avec des temps de stabilité dans le système qui sont bien plus longs pour les orbites dans le sens rétrograde que celles qui sont progrades. Là encore, la confirmation de l'origine exogène de ces lunes par des observations plus détaillées est attendue.

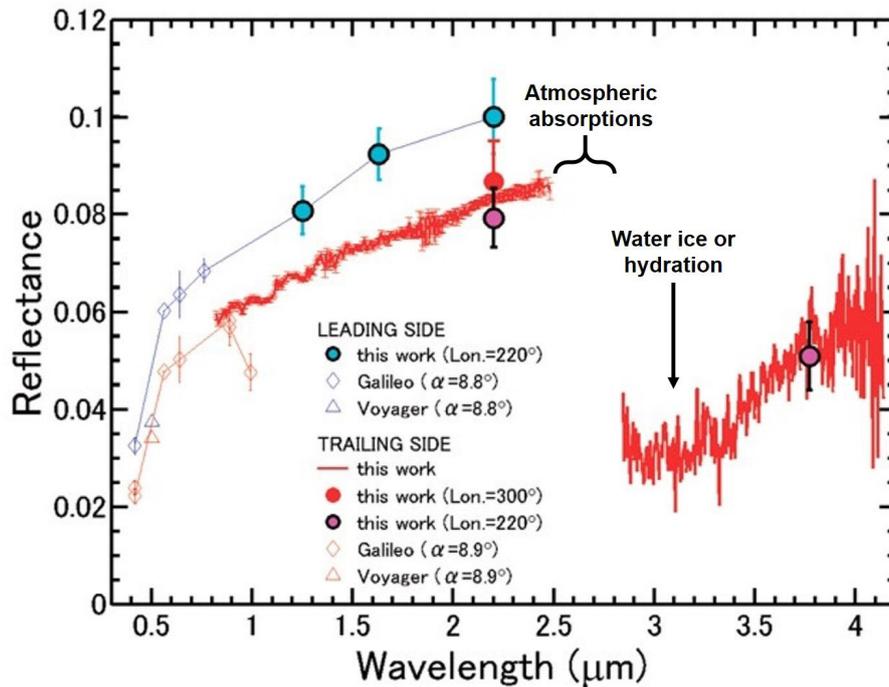


Fig. 1.9. : Spectre infrarouge en réflectance du satellite irrégulier Amalthée, obtenu avec le télescope Subaru par Takato et al. (2004), comparé à d'autres jeux de données. La partie du spectre autour de $2.7 \mu\text{m}$ est parasitée par l'absorption de l'atmosphère terrestre due à l'eau. La seule signature spectrale détectée sans ambiguïté est l'absorption à $3 \mu\text{m}$ discutée dans le texte.

1.1.5. Formation et place dans le Système Solaire

1.1.5.1. Formation

Dans le tout jeune Système Solaire, environ 4.5 milliards d'années avant aujourd'hui, alors que le Soleil juste formé émet un flux de particules (vent solaire) bien plus intense qu'aujourd'hui, d'autres corps moins massifs vont pouvoir commencer à se former dans le disque de gaz restant. Il s'agit d'abord des planètes géantes gazeuses, c'est-à-dire celles qui sont aujourd'hui les quatre plus lointaines de notre Système Solaire : Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Les quatre planètes rocheuses, ou telluriques, dont la Terre se formeront quant à elles plus tardivement, dans des conditions différentes dictées par la formation de ces géantes gazeuses.

Avant de parler de formation, la première étape consiste naturellement à bien caractériser ce qu'on cherche à former, afin de fournir des objectifs quantifiés et des contraintes auxquelles les modèles de formation doivent aboutir. L'observation de Jupiter telle qu'elle est aujourd'hui est rendue particulièrement simple par sa taille et donc sa brillance dans un ciel nocturne : son observation dans un petit télescope amateur permet par exemple d'obtenir une image comme celle de la Figure 1.10. On constate, en la comparant par exemple à d'autres planètes vues au télescope, que la planète a le plus grand rayon du Système Solaire, qu'elle est accompagnée d'au moins quatre satellites de taille importante, la mesure de leurs périodes et de leurs distances à Jupiter peuvent fournir sa masse, et des mesures répétées de la position de ce système dans le ciel peuvent fournir sa distance au Soleil et la durée de sa révolution. Ces caractéristiques physiques principales, constituent aussi les contraintes les plus élémentaires d'un modèle de formation. L'essentiel de ces contraintes de modèle de formation proviennent bien sûr de toutes les mesures



Fig. 1.10. : Composition de deux photographies en vraies couleurs, de Jupiter et de ses quatre satellites Galiléens, acquises depuis la Terre en 2017 par l’astronome amateur F. Torres à l’aide d’un Meade LX90.

qui ont été présentées avant.

Le mécanisme de formation d’une planète géante gazeuse comme Jupiter reste encore incomplètement maîtrisé, notamment deux scénarii de formation initiale ont été proposés historiquement : ils sont confrontés par [Lunine et al. \(2004\)](#). Le premier propose une formation par effondrement sur une instabilité dans le disque de gaz initial, dont le temps de vie est court, de l’ordre de 10 millions d’années. Mais l’instabilité est difficile à maintenir dans tous les modèles hydrodynamiques 3D de disques de gaz actuels et surtout ce processus ne permet pas l’enrichissement en éléments lourds (autres que H_2 et He) nécessaire pour expliquer la proportion jovienne actuelle de 3 à 13 % en masse de ces éléments lourds. Il faut comparer ces proportions aux seulement 2 % du Soleil qui sont le marqueur de l’abondance moyenne disponible initialement dans la nébuleuse.

Le deuxième mécanisme propose une formation par instabilité nucléée, qui consiste à accréter du gaz sur un embryon rocheux et/ou glacé d’environ 5 à 10 masses terrestres. Cette masse initiale est nécessaire pour qu’ensuite l’accrétion de masse de gaz soit suffisante en moins de 10 millions d’années. Ce second scénario est plus probable et répond mieux aux abondances d’éléments mesurées aujourd’hui. Toutefois, il fait encore appel à des mécanismes incompris, comme par exemple la croissance des premiers embryons de planétésimaux au-delà des tailles du millimètre et du mètre qui ne peuvent s’expliquer par la simple accrétion ([Johansen et al., 2015](#)). Pour affiner ces modèles et les départager définitivement, des contraintes plus précises doivent être imposées, par exemple la nature et les quantités de poussières restantes autour de la jeune Jupiter qui permettront de former ensuite ses lunes Galiléennes ne sont que grossièrement contraintes à partir des densités moyennes mesurées de ces lunes mais une quantification rigoureuse de l’abondance des éléments qui les composent permettrait une meilleure compréhension de leurs conditions de formation. C’est là un des objectifs principaux de l’exploration à venir avec la sonde JUICE et son spectro-imageur MAJIS.

L’histoire ne s’arrête pas là car une fois formée, une planète de la taille de Jupiter a une grande influence gravitationnelle sur la suite de l’évolution du système planétaire, ce qui en fait une

contrainte primordiale pour tous les modèles de formation globaux. En outre, les mécanismes à l'origine de Jupiter requièrent encore plus d'attention depuis 1995 et les premières découvertes d'exoplanètes. En effet, à partir des mesures de masses et distance moyenne à leur étoile des exoplanètes dont la détection est confirmée en 2019 présentées sur la Figure 1.11, on constate que leurs caractéristiques sont similaires à celles de Jupiter. Sur ce graphique, la majorité des exoplanètes ont des masses de l'ordre de celle de Jupiter voire supérieures, et se trouvent à des distances de leur étoile assez faibles, souvent inférieures à 1 UA (Unité Astronomique, la distance moyenne Terre-Soleil, soit $150 \cdot 10^6$ km) et très rarement supérieures à 10 UA. Ces planètes, de masses proches de celle de Jupiter et proches de leur étoile sont appelées Jupiter chaudes. Leur détection en grand nombre est en partie un biais méthodologique car ces caractéristiques font des Jupiter chaudes les exoplanètes les plus faciles à détecter, que ce soit par la méthode des transits (diminution du flux lumineux de l'étoile-hôte plus importante lorsque la planète est proche d'elle et a une grande surface) ou des vitesses radiales (vitesse Doppler plus importante si la planète est plus massive et proche). Toutefois, l'existence en grand nombre de ces Jupiter chaudes montre que la formation de planètes de ce type doit être un mécanisme très générique pouvant se mettre en place dans la plupart des systèmes stellaires (Chambers, 2009).

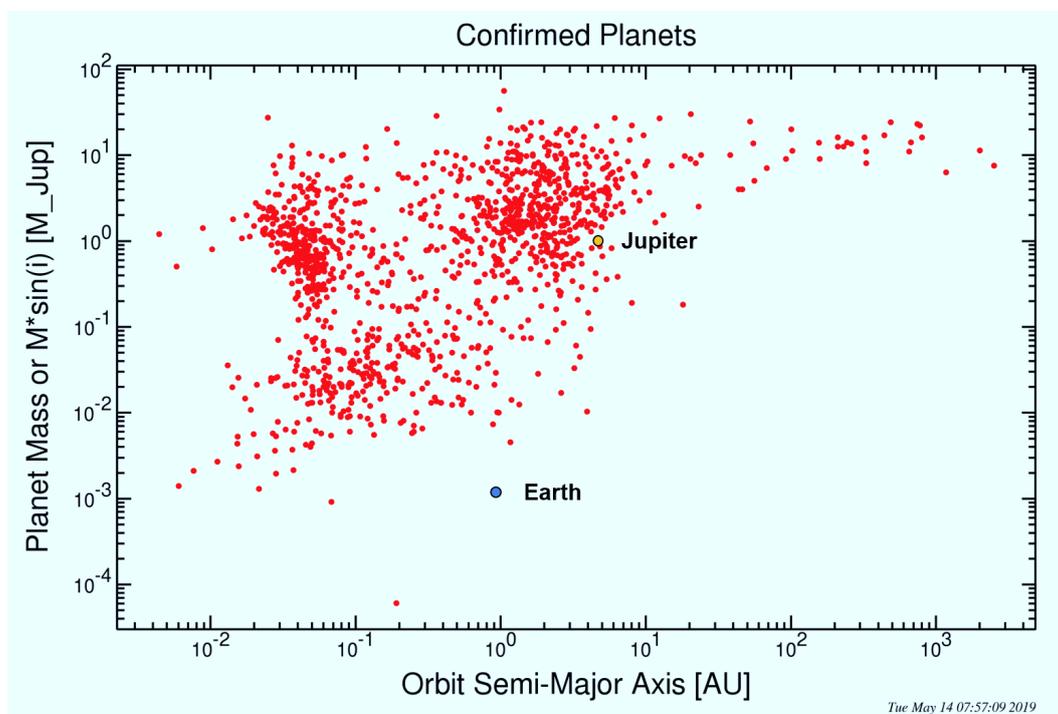


Fig. 1.11. : Masse (en masses joviennes) en fonction du demi-grand axe (en UA) des exoplanètes dont la détection est confirmée en mai 2019. Données issues de *NASA Exoplanet Archive*.

Enfin, notre Système Solaire présente aussi, à l'égard des exoplanètes, de nombreuses particularités telles que la distance importante de Jupiter au Soleil (5 UA) et l'abondance d'eau dans les planètes telluriques : nous allons voir dans la section suivante que ces éléments sont liés et peuvent s'expliquer par les interactions gravitationnelles dans le jeune Système Solaire.

1.1.5.2. Migration planétaire et place dans le Système Solaire actuel

La distance au Soleil à laquelle Jupiter s'est formée a longtemps été considérée comme fixe, identique aux 5 UA où elle se trouve aujourd'hui. C'est par exemple ce qui a été supposé

lors de l'élaboration du modèle de Nice, qui a proposé en 2005 une simulation gravitationnelle complète du Système Solaire durant la formation des planètes géantes et qui a notamment montré l'échange d'orbite entre Uranus et Neptune et leur migration vers l'extérieur du Système Solaire après leur formation, qui aurait déclenché une migration importante de petits corps vers l'intérieur du Système Solaire appelée Grand Bombardement Tardif (LHB) (Tsiganis et al., 2005). Pourtant, l'interaction gravitationnelle avec le disque de gaz encore présent autour de Jupiter juste après sa formation devrait avoir pour effet, comme dans les systèmes exoplanétaires présentés précédemment, de faire rentrer cette dernière vers l'intérieur du Système Solaire par échange de moment angulaire entre les deux (Lin & Papaloizou, 1986 et Masset & Papaloizou, 2003). Dans le cas de notre Système Solaire, la planète Saturne bien que moins massive était également en train de se former lorsque Jupiter migre vers l'intérieur : l'établissement d'une résonance de moyen-mouvement entre ces deux planètes géantes peut ralentir voire inverser la migration vers l'intérieur de Jupiter, comme cela a été suggéré d'abord par Masset & Snellgrove (2001) puis détaillé par Morbidelli & Crida (2007).

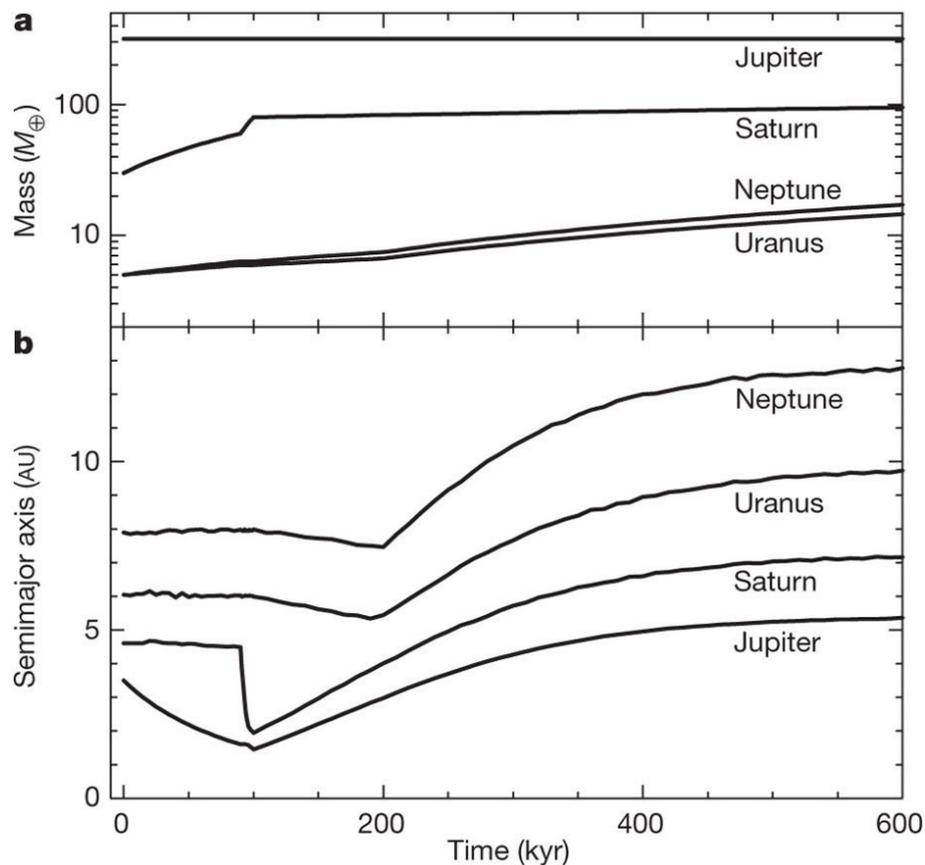


Fig. 1.12. : Simulation de l'évolution de la masse (en masses terrestres) et du demi-grand axe (en UA) des quatre planètes géantes juste après leur formation, en fonction du temps (en milliers d'années) depuis l'initialisation de la simulation. *Simulation et figure issues de Walsh et al. (2011)*

Les masses et distances de Jupiter et Saturne au moment où ces migrations se produisent sont mal contraintes à partir des mesures actuelles, elles sont donc des hypothèses fortes qui doivent être faites pour simuler les champs gravitationnels qui permettent ces migrations. Mais une observation supplémentaire permet de mieux contraindre le système : la formation des planètes telluriques. Avec la taille de ces planètes qui croît depuis Mercure jusqu'à la Terre, la petite taille de Mars est inattendue dans l'hypothèse d'une accréation dans un disque de matériaux

majoritairement silicatés peu volatiles sans autre influence. En outre, les quantités d'eau connues sur Terre et sur Mars ne sont pas non plus cohérentes avec une accrétion dans un tel disque qui doit être pauvre en matériaux volatiles comme la glace d'eau à cause de la proximité du Soleil. Ces considérations ont permis d'imposer une contrainte supplémentaire : si Jupiter entre dans le Système Solaire interne lors de sa migration jusqu'à 1.5 UA, soit l'orbite de Mars actuelle, son effet gravitationnel devrait être suffisant pour dépléter le matériau qui devait constituer la future Mars et elle apporterait avec elle des matériaux plus volatiles dont de la glace d'eau formés au-delà de la ligne des glaces du Système Solaire. À partir de cette limite intérieure à 1.5 UA et en faisant des hypothèses sur les masses des géantes gazeuses en formation, [Walsh et al. \(2011\)](#) a été en mesure de proposer un modèle de migration planétaire intégrant tous ces aspects dans lequel Jupiter et Saturne migrent d'abord vers l'intérieur par interaction avec le disque de gaz, puis repartent vers l'extérieur lorsque la résonance de moyen-mouvement entre elles s'établit et enfin Uranus et Neptune migrent elles aussi vers des orbites plus lointaines ce qui aurait mené au LHB. C'est ce qui est résumé par la Figure 1.12 où on constate que la formation initiale de Jupiter a probablement eu lieu vers 3.5 UA, tout près de la ligne des glaces du jeune Système Solaire, et celle de Saturne vers 4.5 UA. Ce n'est qu'après leur migration vers l'extérieur que les quatre géantes gazeuses se seraient placées sur leurs orbites actuelles, à 5 (Jupiter), 10 (Saturne), 20 (Uranus) et 30 (Neptune) UA respectivement.

L'impact de ces migrations sur le reste du Système Solaire et notamment sur la future formation des planètes telluriques est quant à lui illustré par la Figure 1.13, avec notamment l'apport de matière volatile dans le système interne et l'éjection de planétésimaux sur des orbites très excentriques ce qui a empêché la future Mars d'accréter autant de matière qu'elle aurait dû ([Walsh et al., 2011](#)). De plus, le rôle fondamental que le scénario de formation de Jupiter a joué au début du Système Solaire dans le scénario de formation global, se poursuit encore à un moindre niveau dans les 4 milliards d'années qui ont suivi : par sa masse et sa position dans le Système Solaire par rapport aux planètes telluriques, elle diminue fortement le taux d'impacts d'astéroïdes ou de comètes sur les surfaces du Système Solaire interne. Une démonstration de cet effet "parapluie" de Jupiter fut donnée en 1999 avec l'impact de la comète Shoemaker-Levy 9 sur la géante gazeuse. Quantitativement, [Nakamura & Kurahashi \(1998\)](#) ont montré par exemple que les impacts de comètes de plus d'un kilomètre se produisent tous les 500 à 1000 ans sur Jupiter alors que leur fréquence est seulement d'une tous les 4 à 8 millions d'années sur Terre, soit 20 à 45 fois moins régulièrement que ce qui se produirait si l'effet gravitationnel à long terme de Jupiter était ignoré.

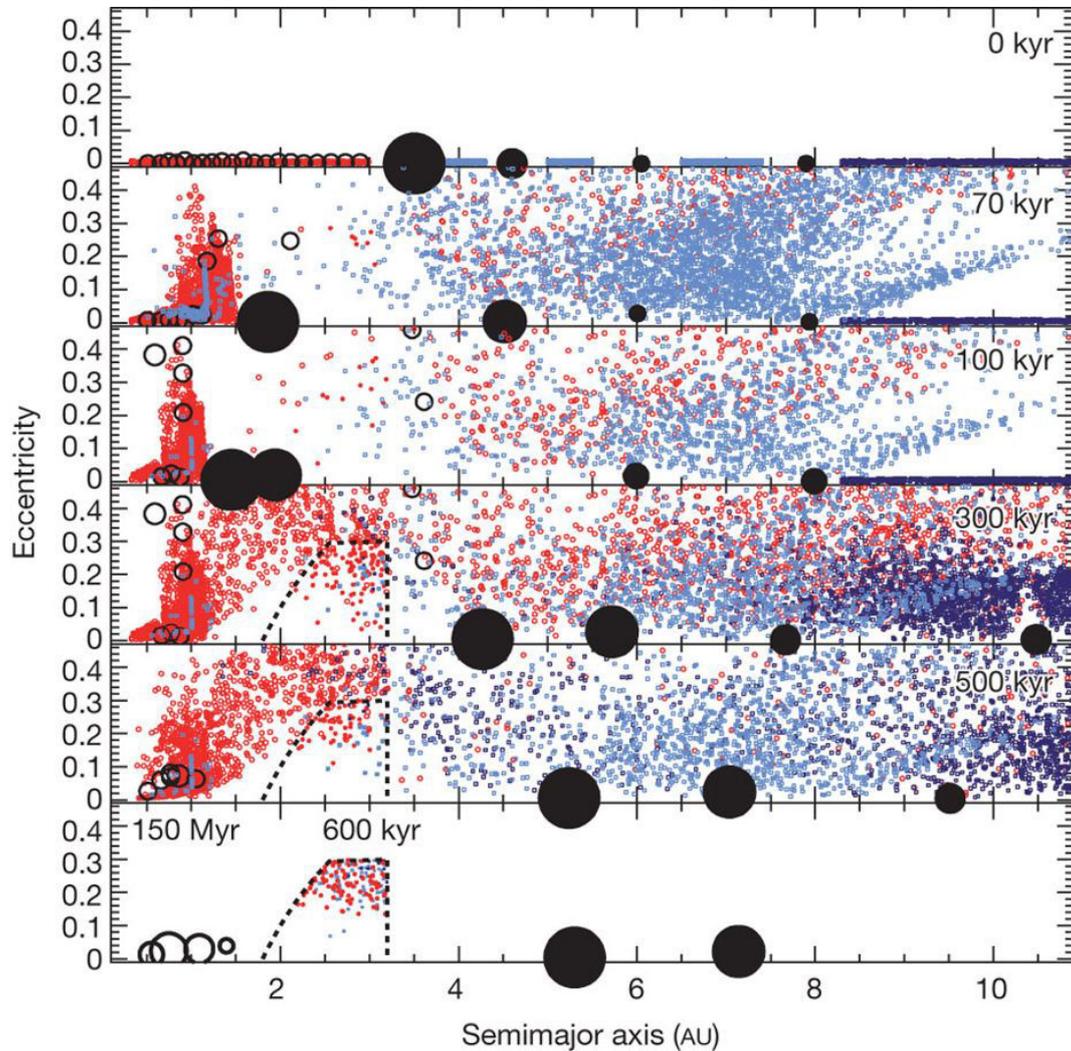


Fig. 1.13. : Évolution simulée du Système Solaire après la formation des planètes géantes : excentricité et demi-grand axe des orbites en fonction du temps en milliers d'années, d'après [Walsh et al. \(2011\)](#). Les quatre disques noirs représentent les planètes géantes, les cercles noirs les planétésimaux telluriques, les points bleus les matériaux volatiles et les glaces, les points rouges les matériaux réfractaires. Les variations d'orbites des géantes sont dues à des résonances gravitationnelles, soit avec le disque soit entre elles, et les conséquences simulées sur les planétésimaux qui formeront plus tard Mercure, Vénus, la Terre et Mars sont représentées. On peut considérer que les corps qui atteignent une excentricité élevée ne seront plus impliqués dans la formation planétaire.

1.2. La mission JUICE et l'instrument MAJIS

1.2.1. JUICE : objectifs et scénario de mission

C'est pour tenter d'apporter des réponses à ces questions et de préciser cette histoire évolutive du Système Solaire que l'Agence Spatiale Européenne, l'ESA, a retenu en octobre 2007 la mission JUICE (JUUpiter and ICy moons Explorer) pour une phase d'étude préliminaire, avec deux autres candidates, pour la sélection de la première mission de classe L (soit un budget d'environ 650 millions d'euros) de son programme Cosmic Vision 2015-2025. Cette mission se propose d'étudier le système jovien dans son ensemble, avec une phase d'orbite de la planète elle-même mais aussi de Ganymède et de nombreux survols des autres lunes Galiléennes. Elle a été finalement sélectionnée comme mission L1 en mai 2012 et sa charge utile scientifique a été définitivement adoptée en février 2013. La sonde, fabriquée par Airbus Defense and Space, doit embarquer 11 instruments dont chacun a été sélectionné pour fournir un type de données permettant de répondre à un ou plusieurs des objectifs scientifiques de la mission, souvent en synergie avec d'autres (SWT, 2014). Nous allons donc présenter ensemble la charge utile de la sonde et les objectifs scientifiques qui leur font écho :

- **3GM** est un instrument radio qui permettra l'étude dans ce domaine de longueur d'onde de toutes les surfaces des satellites glacés, de leur intérieur grâce aux propriétés de réflexion des ondes radio de chacune de leurs couches internes, et de l'atmosphère de Jupiter.
- **GALA** est l'altimètre laser qui réalisera les cartes topographiques des satellites glacés et permettra de mesurer leurs déformations par effets de marées.
- **JANUS** est la caméra à haute résolution qui cartographiera avec une grande résolution spatiale les surfaces observées, permettant d'identifier des processus géologiques par leurs effets morphologiques, de suivre la dynamique de l'atmosphère de Jupiter, de ses satellites irréguliers et de ses anneaux. Cet instrument sera co-aligné avec MAJIS sur la sonde et servira de référence spatiale pour le pointage.
- **J-MAG** est un magnétomètre qui mesurera l'intensité de la magnétosphère de Jupiter tout au long des orbites de JUICE, ainsi que ses interactions avec les magnétosphères induites d'Io, Europe et Callisto et avec la magnétosphère intrinsèque de Ganymède. L'objectif étant de mieux comprendre les processus de transport entre ces magnétosphères mais aussi de contraindre les caractéristiques des océans sous-glaciaires.
- **MAJIS** est le spectro-imageur travaillant dans le domaine visible et infrarouge qui fait l'objet de ce travail de thèse.
- **PEP** est un instrument de mesure *in situ* du plasma se déplaçant dans les magnétosphères, mais aussi des espèces neutres susceptibles de se trouver dans les exosphères des lunes Galiléennes.
- **RIME** est un radar capable de sonder les interfaces entre les couches internes des lunes.
- **RPWI** est une autre expérience radio destinée quant à elle à l'étude à distance du plasma.
- **SWI** est une caméra fonctionnant dans le domaine sub-millimétrique, approprié pour l'étude des atmosphères et des exosphères afin de mesurer leurs températures et leurs vitesses et ainsi en déduire leur structure verticale.
- **UVS** est un spectro-imageur fonctionnant dans l'ultraviolet, où la plupart des raies issues de transitions électroniques caractéristiques des atmosphères ont leur signature, permettant l'étude de leur composition, de leur dynamique et de leur structure.

- **PRIDE** mesurera la position précise de la sonde tout au long de ses orbites conjointement avec des observatoires au sol, ce qui fournira des informations d'astrométrie.

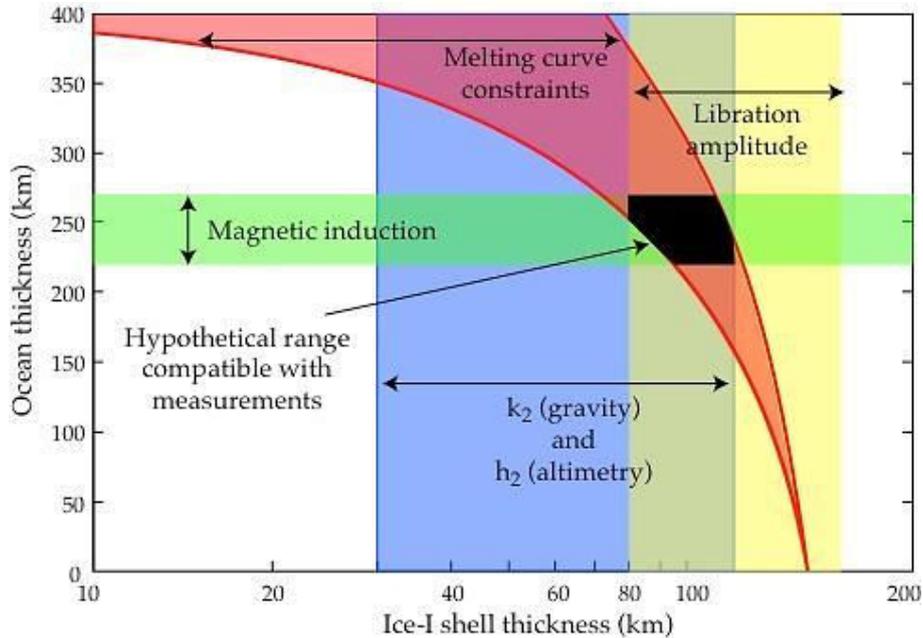


Fig. 1.14. : Stratégie de mesure prévue pour JUICE pour contraindre la profondeur de l'océan sous-glaciaire de Ganymède et l'épaisseur de la couche de glace qui le recouvre (Grasset et al., 2013). Des mesures de champ de gravité et d'altimétrie (bleu), d'induction magnétique (vert), de stabilité de l'eau liquide (rouge) et d'amplitude de mouvements de libration de la lune (jaune) permettront de réduire l'espace des paramètres, qui correspond actuellement à la zone noire.

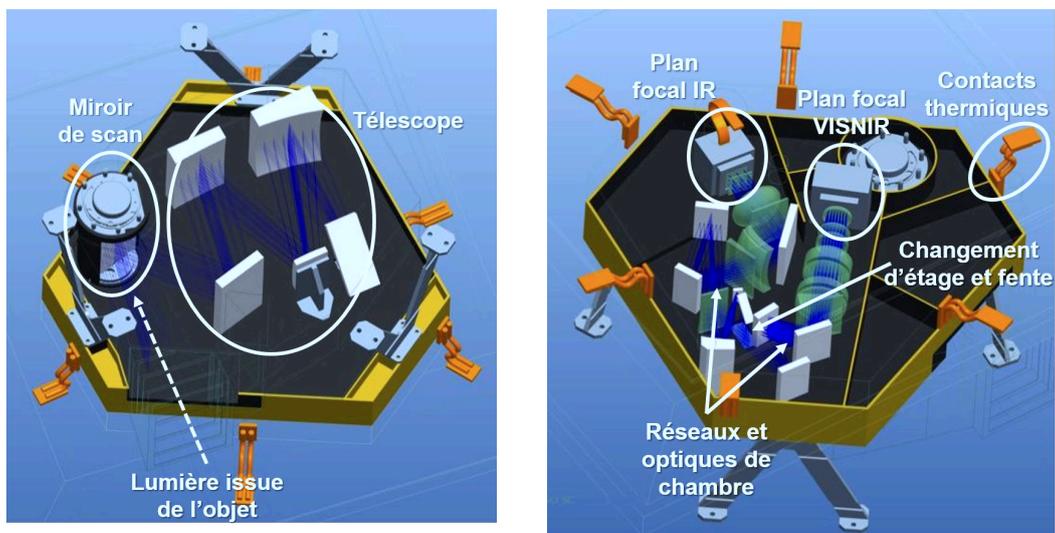
La Figure 1.14 illustre l'approche multi-instrument adoptée par JUICE pour contraindre la profondeur de l'océan sous-glaciaire de Ganymède et son épaisseur. La mesure de l'induction magnétique due à l'eau partiellement conductrice par RPWI, celle du champ de gravité par la sonde elle-même, des déformations en surface par GALA et des contrastes de rigidité des couches internes par RIME permettront de lever les ambiguïtés qui subsistent sur cet océan d'eau liquide.

La sonde doit être lancée en juin 2022 par une fusée Ariane V depuis le centre spatial de Kourou, pour une insertion en orbite jovienne fin 2029. Elle fera un premier passage à proximité de Ganymède lors de son arrivée dans le système en octobre 2029, puis elle se placera en orbite autour de Jupiter. Les deux survols d'Europe et trois survols de Callisto auront lieu durant cette phase d'orbite dans le plan équatorial de Jupiter, avant de passer à une phase d'orbite plus inclinée permettant d'observer les hautes latitudes de Jupiter et au cours de laquelle 9 autres survols rapprochés de Callisto auront lieu. Enfin, JUICE se placera en orbite autour de Ganymède à partir de septembre 2032 pour étudier en détail cette lune durant 9 mois, d'abord avec une orbite inclinée permettant l'observation des hautes latitudes puis la phase d'orbite à 500 km d'altitude qui permettra la cartographie la plus détaillée de la surface de ce satellite glacé et de son exosphère. La fin de la mission nominale est prévue pour juin 2033 dans la définition actuelle de la mission telle que décrite par SWT (2014). Les observations d'Io seront faites à plus grande distance, et les observations des anneaux de Jupiter et de ses satellites mineurs, bien que prévues dans le scénario de mission, ne pourront être définies précisément qu'une fois la sonde arrivée dans le système.

1.2.2. L'instrument spectro-imageur : MAJIS

Dans ce contexte, le spectro-imageur visible et infrarouge MAJIS assurera la caractérisation de la composition, des propriétés physiques et de la structure spatiale de nombreux objectifs de la mission dans son ensemble : les surfaces des lunes glacées, leur activité géologique et cryovolcanique éventuelle, leurs exosphères, l'atmosphère de Jupiter, la surface d'Io et des satellites mineurs, et les anneaux joviens.

La configuration du spectromètre de MAJIS est un double Czerny-Turner, dont la fente d'entrée est illuminée au foyer d'un télescope constitué de trois miroirs dit *Three Mirrors Anastigmatic Ring telescope* (Guerra et al., 2018). Sa structure opto-mécanique à deux étages est représentée sur la Figure 1.15. La lumière issue de la source à l'infini observée dans l'axe du baffle d'entrée rencontre d'abord un miroir plan motorisé capable de scanner spatialement une zone dans une gamme de $\pm 4^\circ$ pour compenser la vitesse de déplacement de la sonde ou observer une autre zone de la surface survolée. Ensuite, le télescope collecte ce flux sur une surface équivalente à un disque de 75 mm de diamètre, avec une longueur focale de 240 mm (soit $f/D = 3.2$), et le focalise sur la fente d'entrée du spectromètre, dont le champ de vue total dans la direction spatiale est de 3.4° tandis que le champ de vue instantané d'un pixel est de $150 \mu\text{rad}$. La forme réelle de la pupille n'est toutefois pas circulaire, et nous verrons qu'il ne faut pas négliger cet aspect lors de la conception du dispositif d'étalonnage : elle est en réalité rectangulaire avec des bords légèrement arrondis, de dimensions 58.2 x 83.1 mm sur le miroir du télescope où elle est définie, ce qui correspond à 71 x 121 mm sur le miroir de scan.



(a) Modèle opto-mécanique de l'étage du télescope de MAJIS. (b) Modèle opto-mécanique de l'étage du spectromètre de MAJIS.

Fig. 1.15.

Le faisceau passe ensuite dans le second étage optique de l'instrument où il est divisé par un dichroïque entre deux spectromètres, un par voie spectrale : la voie VISNIR permettra d'optimiser le rapport signal à bruit entre 0.5 et $2.35 \mu\text{m}$ tandis que la voie IR fonctionnera entre 2.25 et $5.54 \mu\text{m}$. Une voie se compose de son réseau, fonctionnant en réflexion (gravé à 86 traits/mm pour le VISNIR et à 49 traits/mm pour l'IR), puis des optiques de chambre destinées à limiter les aberrations du faisceau, avant d'arriver enfin au plan focal où l'image est acquise. Chaque voie aura donc son détecteur dédié, tous les deux de type CMOS et utilisant une couche semi-conductrice de HgCdTe fournis par Teledyne Imaging Sensors. Le plan focal IR comprend le détecteur, son électronique de proximité, et son filtre linéaire variable (LVF) qui élimine les

contributions d'ordres de diffraction du réseau autres que 1 et filtre en partie le rayonnement thermique propre de l'instrument. Il doit être maintenu à une température inférieure à 90 K pour que son émission thermique propre ne domine pas le signal mesuré, tandis que l'ensemble de l'optique de l'instrument doit être maintenue à une température inférieure à 140 K pour cette même raison. Un radiateur dédié au plan focal IR assurera ce refroidissement et un autre radiateur refroidira le reste de l'optique. Ce refroidissement étant donc passif, la température exacte de l'optique est difficile à prévoir précisément durant le développement de l'instrument : la valeur de 140 K est un cas pessimiste envisagé actuellement mais il est possible que les 130 K soient atteints. Enfin, deux sources d'étalonnage en vol peuvent être observées à l'aide d'une position particulière du miroir de scan, fournissant du flux lumineux dans toute la gamme spectrale.

L'architecture optique ayant été développée avec une avance importante sur la sélection des détecteurs pour les plans focaux, ces derniers ne seront pas illuminés sur la totalité de leur surface : les pixels de 18 μm de côté des détecteurs H1RG de chez Teledyne Imaging Sensors (TIS) finalement sélectionnés pour l'instrument seront lus par carrés de 2x2 (ils sont *binnés*) pour la quasi-totalité des observations, ainsi le pixel effectif ayant le champ de vue instantané prévu de 150 μrad fera 36 μm de côté. La taille spatiale de l'image occupera 400 pixels sur les 508 disponibles dans cette dimension, tandis que spectralement les 508 pixels (appelés spectels pour différencier les deux directions du détecteur) seront utilisés, pour un échantillonnage spectral moyen de 3.56 nm dans le VISNIR et 6.49 nm dans l'IR. La troisième dimension des données hyperspectrales fournies par MAJIS, récupérées sur Terre sous la forme d'un cube de dimensions (x,y,λ) , est quant à elle acquise au cours du temps par le mouvement de la sonde (fonctionnement *pushbroom*) et reconstitué à bord par l'électronique principale après application d'un algorithme de filtrage. Ce dernier est rendu nécessaire par l'environnement radiatif jovien et les détails de son fonctionnement seront discutés dans le chapitre 3 de ce manuscrit. Ces données particulièrement volumineuses en terme de mémoire (4.2 MB pour une seule image 2D) représenteront donc près de 40 % du volume total de données envoyées par JUICE, dont le débit prévu est de 16 kb/s (SWT, 2014). Le stockage à bord étant également limité avec 1 Tb, des choix devront être fait et il sera nécessaire de déplacer au fur et à mesure les données acquises vers les centres de stockage sur Terre, sous un format compressé bien sûr mais aussi parfois de manière incomplète.

En effet, le type de données fournies par MAJIS est décrit par le schéma 1.16, que l'on peut voir de deux manières : une série d'images 2D d'une surface chacune à une longueur d'onde donnée, formant ainsi un cube dont la troisième dimension est spectrale, ou bien une image 2D où chaque pixel contient son spectre. Quant à la réalité de l'acquisition des données, comme on l'a vu ce seront une dimension spatiale et la dimension spectrale (x et λ) qui seront acquises en une image sur les détecteurs, puis le mouvement de la sonde ou du miroir de scan permettront d'acquérir les images suivantes à d'autres positions ce qui constituera la deuxième dimension spatiale (y par exemple) des cubes finaux.

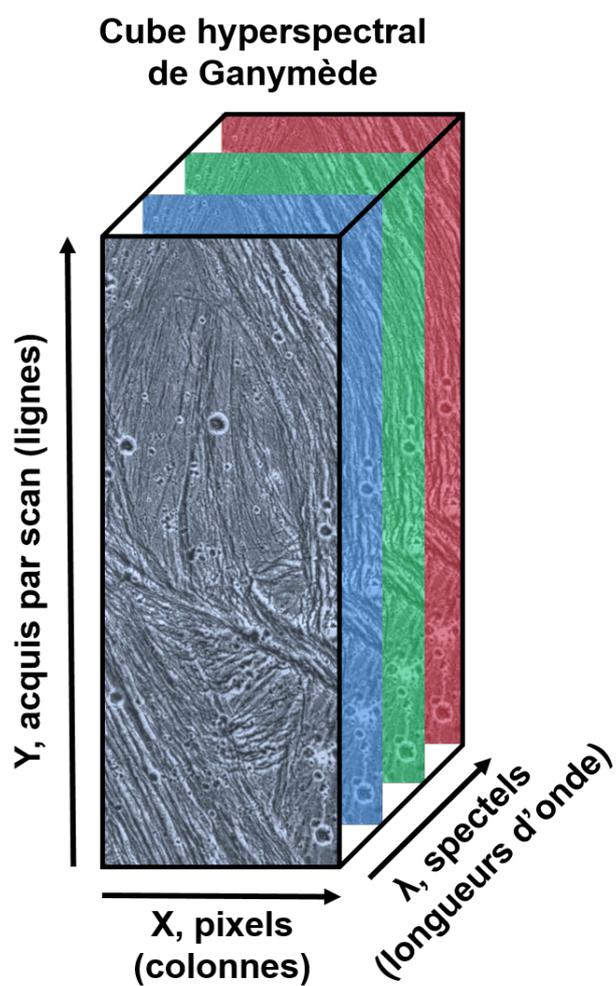


Fig. 1.16. : Schéma décrivant le contenu du cube de données final acquis par un spectro-imageur comme MAJIS avec ses deux dimensions spatiales X et Y (image) et sa dimensions spectrale λ (spectre de chaque pixel). Ici l'image de la surface de Ganymède est acquise par l'instrument SSI sur Galileo (*Image NASA/JPL*).

1.2.3. Développement de MAJIS : acteurs et rôles

1.2.3.1. Structure du projet MAJIS

JUICE suit le schéma classique de structuration des projets spatiaux européens, avec l'ESA responsable de la structuration du projet, du lancement, des opérations de la sonde durant la mission et enfin de l'archivage des données une fois la mission terminée. Elle passe également le contrat avec l'industriel fournissant la sonde, dans le cas de JUICE il s'agit d'Airbus Defense and Space. Puis, les laboratoires sont responsables de la livraison des instruments à Airbus pour leur intégration dans la sonde. Dans le cas de MAJIS, la responsabilité de l'instrument est partagée entre un laboratoire en France, l'IAS, et un laboratoire en Italie, l'IAPS. Le développement instrumental est donc financé conjointement par les agences spatiales nationales de ces deux pays, le CNES pour la France et l'ASI pour l'Italie. Le PI (Principal Investigator) de MAJIS pour la France est Yves Langevin et le co-PI pour l'Italie est Giuseppe Piccioni.

L'IAPS est responsable de la fabrication et des tests du système optique de MAJIS ainsi que de son contenant, c'est-à-dire la structure mécanique et thermique de l'instrument, dont la réalisation a été confiée à l'entreprise Leonardo Company. L'IAS étant le laboratoire PI de MAJIS comme on l'a vu, il est responsable de la livraison de l'instrument complet et prêt à fonctionner à Airbus, livraison actuellement prévue pour 2021. À ce titre, l'IAS est donc aussi responsable de l'étalonnage de l'instrument complètement intégré avant sa livraison. Dans le développement technique de l'instrument, l'IAS est responsable de la fabrication et des tests des deux plans focaux, de l'électronique et d'une partie des logiciels de vol.

1.2.3.2. Rôle de l'IAS : le plan focal et l'étalonnage

L'IAS étant responsable du développement des plans focaux – donc de la caractérisation des détecteurs – et de l'étalonnage de l'instrument intégré, c'est sur ces deux aspects, complémentaires comme on le verra, que mon travail de thèse s'est concentré.

Le terme plan focal désigne l'ensemble composé du filtre linéaire variable (LVF) éliminant les ordres de diffraction issus du réseau supérieurs à 1 et une partie du rayonnement thermique, qui devra être placé 1.2 mm devant le capteur, puis le détecteur lui-même et son contrôle thermique, et enfin l'électronique de proximité du détecteur. Cet ensemble étant ensuite logé dans une structure mécanique qui baffle le champ de vue du détecteur. La sélection de l'élément critique de ce plan focal, le détecteur, était en cours lorsque ma thèse débutait, en 2016.

Les contraintes sur ces détecteurs sont importantes dans le cas de MAJIS, en effet la longueur d'onde de coupure initialement voulue par l'équipe scientifique était de $5.7 \mu\text{m}$ dans l'infrarouge moyen ce qui en fait une exigence forte car peu de matériaux semi-conducteurs sont sensibles à ces longueurs d'onde tout en conservant des niveaux de bruit et de signal parasite (le courant d'obscurité, qui sera décrit en détail dans le deuxième chapitre) suffisamment faibles pour atteindre les objectifs de rapport signal à bruit sur les cibles de la mission. En effet, la diversité des objets à étudier exige une grande versatilité de ces détecteurs, diversité qui sera illustrée en section 1.3.3 avec par exemple la Figure 1.21. Les températures auxquelles ces détecteurs doivent être capables de fonctionner sont également contraintes par le choix de refroidissement passif par radiateurs sur MAJIS qui ne permet pas *a priori* d'atteindre les 77 K de l'azote liquide. Enfin, la nécessité de filtrer temporellement le signal de ces détecteurs pour éliminer les signaux parasites transients des particules énergétiques de la magnétosphère de Jupiter requiert de lire ces détecteurs rapidement. Les temps de pose minimaux possibles et le bruit de lecture est donc aussi un critère important.

Les deux détecteurs pré-sélectionnés dans ce cadre fonctionnent tous les deux sur le même principe : il s'agit de détecteurs matriciels de type CMOS, dont la couche semi-conductrice est un alliage de HgCdTe (Mercure, Cadmium et Tellure), avec une taille de pixel similaire de l'ordre de la dizaine de microns et comptant 1024 pixels de côté. Le détecteur Retina NGP MWIR proposé par l'entreprise française Sofradir fonctionne avec un système de lecture CTIA, son temps de pose minimal est de 110 μs et la profondeur de puits de ses pixels de 15 μm est élevée avec un peu plus de 700 000 électrons. Toutefois, la longueur d'onde de coupure à 5.7 μm était difficile à réaliser et aurait généré des niveaux de courant d'obscurité et de bruit de lecture très élevés.

C'est avec cet argument essentiel que le choix s'est finalement porté vers le détecteur HIRG proposé par l'entreprise américaine Teledyne. Ce choix comporte lui aussi quelques désavantages bien sûr : son système de lecture est un SFD qui est plus sensible à la persistance, sa profondeur de puits est faible avec environ 60 000 électrons et son temps de pose minimal est de 65 ms ou de 700 ms selon son mode de lecture puisqu'il en possède deux. Enfin, son électronique de proximité doit être elle aussi maintenue à des températures cryogéniques pour fonctionner. Là aussi les difficultés technologiques de réalisation d'une matrice sensible jusqu'à 5.7 μm se sont posées, c'est pourquoi un compromis a été fait pour diminuer le besoin à 5.54 μm .

Si ce sont bien les détecteurs HIRG qui équiperont MAJIS en vol, il est important de noter que l'IAS a reçu durant la phase de sélection plusieurs détecteurs Sofradir aux performances très similaires mais avec une longueur d'onde de coupure à 5.3 μm , tandis que l'obtention de détecteurs de démonstration auprès de Teledyne n'a été possible que début 2018. Pour ces raisons, une grande partie des développements instrumentaux présentés dans ce travail de thèse ont été obtenus sur des détecteurs Sofradir.

1.3. La méthode de mesure de MAJIS : spectroscopie infrarouge

1.3.1. Principe de la mesure et de l'interprétation

Une grande partie des résultats obtenus historiquement sur les corps du système jovien que l'on vient de présenter ont été obtenus par spectroscopie, c'est-à-dire par l'étude à distance de la lumière réfléchiée, diffusée ou émise par ces astres en fonction de sa longueur d'onde. L'instrument MAJIS qui constitue le cœur de cette thèse fonctionne sur ce même principe. C'est pourquoi avant de présenter son architecture et ses objectifs, ainsi que les premiers résultats de ce travail, il est nécessaire d'aborder les mécanismes de transfert radiatif qui permettent à la spectroscopie d'être une source d'information aussi riche. Nous allons donc détailler l'émission et l'absorption de lumière par une surface, introduire les grandeurs physiques nécessaires pour la caractériser, la manière dont elle est altérée par les propriétés de cette surface et enfin les raisonnements permettant de remonter aux informations astrophysiques à partir de sa mesure avec quelques exemples historiques liés à l'exploration du système jovien.

En transfert radiatif, on utilise l'intensité spécifique monochromatique (ou radiance spectrale par analogie avec l'anglais) I_λ comme grandeur de base pour décrire les comportements de la lumière (Hapke, 2012). Il s'agit de l'énergie lumineuse dE (véhiculée par les photons) en J, qui est reçue ou émise par une surface dS en m^2 , selon une direction qui est définie par un angle θ en radians, dans un cône d'angle solide $d\Omega$ en steradians, et ce durant un temps dt en s et dans une gamme de longueurs d'onde $d\lambda$ en μm centrée autour de λ . Cette grandeur est donc conservée dans le vide, et peut s'écrire ainsi (Rybicki & Lightman, 2004) :

$$I_\lambda = \frac{dE}{dS \cdot \cos(\theta) \cdot d\Omega \cdot dt \cdot d\lambda} [W \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}] \quad (1.1)$$

Les grandeurs géométriques impliquées dans cette définition sont représentées sur la Figure 1.17 issue de (Jouglet, 2008), avec \vec{n} la direction normale à la surface dS séparée de la direction du cône $d\Omega$ d'incidence ou d'émergence de la lumière par l'angle θ . À partir de cette grandeur fondamentale on peut définir plusieurs grandeurs dérivées qui seront souvent utilisées dans la suite de ce manuscrit :

- la radiance intégrée I en $[W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}]$, après sommation sur la totalité du spectre électromagnétique,
- le flux lumineux F en $[W \cdot m^{-2}]$, après intégration sur l'angle solide,
- et enfin la puissance lumineuse P en W , après intégration sur la surface, qui est une grandeur conservée puisque l'énergie est conservée.

Pour compléter ces définitions, il est utile de rappeler ici celle de l'angle solide, qui est le rapport entre une portion de surface de sphère et le rayon au carré de cette sphère, ce qui donne pour un cône quelconque en coordonnées sphériques qui fait un angle θ avec la verticale $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$. Dans le cas d'un cône de révolution de demi-angle au sommet α , l'intégrale de cette expression donne : $\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha)$. C'est ce cas de cône de révolution qui sera toujours considéré dans nos calculs, en utilisant parfois l'approximation des petits angles, qui permet d'obtenir l'expression suivante lorsque α est proche de 0 en utilisant le développement limité du cosinus : $\Omega = 2\pi \left(1 - \left(1 - \frac{\alpha^2}{2!}\right)\right) = \pi\alpha^2$.

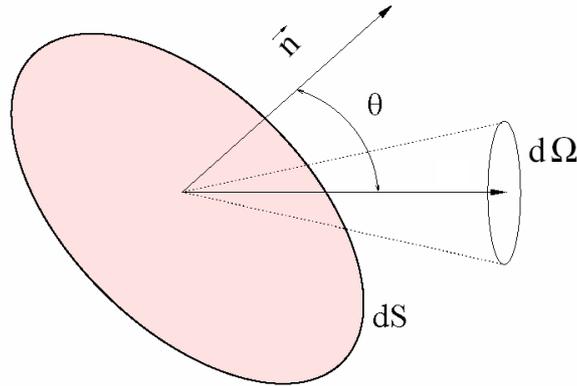


Fig. 1.17. : Schéma des conventions géométriques adoptées dans l'équation 1.1 pour la définition de la radiance spectrale.

Considérons d'abord une surface qui réfléchit la lumière d'une autre source mais qui n'en émet pas. Lors de son observation par un instrument de spectroscopie différents types de réflexions peuvent se produire : la réflexion spéculaire et la réflexion lambertienne qui sont deux modèles de cas extrêmes et la réflexion naturelle ou diffuse qui est en général un mélange de ces deux cas. Une réflexion spéculaire correspond au cas de l'optique géométrique où une lumière incidente avec un angle i est réfléchié dans une seule et unique direction avec le même angle d'émergence $e = i$ par rapport à la normale à la surface. Dans les dispositifs expérimentaux que nous mentionnerons ensuite, cette situation sera celle des miroirs. La réflexion lambertienne décrit un cas où la lumière incidente est réfléchié avec la même intensité dans toutes les directions, donc sur 2π sr. Nous considérerons souvent cette situation pour modéliser les surfaces planétaires, alors qu'en réalité la réflexion naturelle est asymétrique (Shkuratov et al., 1999).

Toujours dans le cas d'une surface planétaire éclairée par une source lumineuse délivrant une radiance spectrale connue I_{source} , on peut alors, dans l'approximation de la surface lambertienne,

déterminer la radiance spectrale $I_{reflechie}$ réémise dans la direction d'observation d'un instrument. Dans une large majorité des cas les instruments spatiaux observent au nadir, c'est-à-dire à la verticale du lieu, ce qui fixe l'angle d'émergence des rayons observés et donne donc :

$$I_{reflechie} = A \cdot I_{source} \cdot \cos i \quad (1.2)$$

Avec i l'angle entre l'éclairement de la source et la normale du lieu, et A l'albédo de la surface, c'est-à-dire son facteur de réflexion compris entre 0 et 1. Les grandeurs physiques dont dépend l'albédo ne sont volontairement pas précisées ici, car elles font l'objet de toute la partie suivante. En effet, c'est cet albédo qui contient toute l'information physique recherchée sur la surface et les facteurs qui peuvent être responsables de ses modifications sont donc très nombreux. Il faut ajouter selon les cas à l'expression précédente un facteur de transmission η si la lumière issue de la source (le Soleil dans nos cas planétaires) traverse une atmosphère et il faut considérer ensuite la manière dont l'instrument collecte l'information de cette radiance spectrale avant de la renvoyer à l'observateur, ce qui peut se modéliser de façon très générique par l'application d'une fonction de transfert de l'instrument. Cette dernière étape de modification par l'instrument sera au cœur de cette thèse, puisque l'enjeu est de récupérer l'information physique essentielle qu'est l'albédo en s'affranchissant des effets dus à l'instrument.

Dans la réalité, il faut ajouter à cette composante de lumière réfléchiée par une surface la composante d'émission propre. Cette dernière correspond au rayonnement dit de corps noir, qui est émis par tout corps en équilibre thermodynamique local selon la loi de Planck, dont quelques valeurs typiques pour l'environnement jovien sont illustrées en Figure 1.18 :

$$I_{\lambda} = B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} [W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}] \quad (1.3)$$

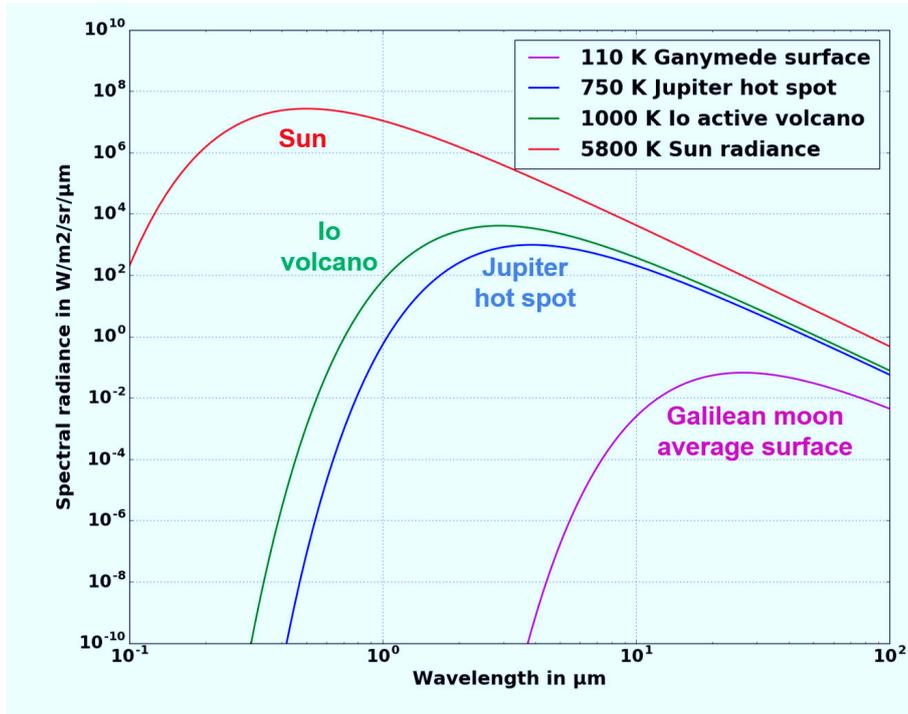


Fig. 1.18. : Radiance spectrale d'un corps noir à la température de quelques objets caractéristiques du système jovien, et radiance solaire.

Dans cette équation, la radiance spectrale est notée B par convention (pour *blackbody* en anglais), h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ la longueur d'onde considérée, k_B la constante de Boltzmann et enfin T la température exprimée en kelvins. En dérivant l'expression de la loi de Planck on peut obtenir la position spectrale à laquelle cette dérivée s'annule (donc où la radiance est maximale) en fonction de la température, ce qu'on appelle la loi de déplacement de Wien $\lambda_{max} \cdot T = 2900 \mu m \cdot K$. Une autre expression utile est la loi de Stefan-Boltzmann qui donne le flux lumineux (en $W \cdot m^{-2}$) émis par un corps noir lambertien : $F_B = \sigma T^4$ avec la constante σ qui vaut $5.67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$. Cette modélisation de corps noir parfait à l'équilibre thermodynamique nécessite un facteur supplémentaire pour être réaliste, appelé émissivité compris entre 0 et 1 et noté $\varepsilon(\lambda)$, qui traduit le fait qu'un corps à l'équilibre thermodynamique émet autant d'énergie qu'il en reçoit, donc cette émissivité est égale à l'absorption de la surface. Par conservation de l'énergie, cela permet de lier l'émissivité d'une surface à son albédo :

$$\varepsilon = 1 - A \quad (1.4)$$

Aucune surface réelle n'étant parfaitement absorbante ou réfléchissante, elle possède nécessairement une émission thermique I_{thermo} qui s'exprime à partir de la loi de Planck comme $I_{thermo} = \varepsilon(\lambda) \cdot B(\lambda, T)$. C'est la somme de ces deux composantes, réfléchie et émise, d'une surface qui sera toujours observée en spectroscopie.

1.3.2. Processus physiques à l'origine d'une signature spectrale

L'absorption d'une partie de l'énergie contenue dans la radiance spectrale incidente sur une surface (ou émission, nous considérerons le cas de l'absorption dans la suite) va avoir lieu lorsque cette énergie correspond à ce qui est nécessaire pour que l'atome, la molécule, l'ion ou encore le cristal rencontré effectue une transition depuis l'un de ses niveaux d'énergie vers un autre, supérieur dans le cas d'une absorption. Or, ces niveaux d'énergie sont quantifiés en vertu des lois de la mécanique quantique, les transitions ne peuvent donc se produire que pour certains apports en énergie $\Delta E = \frac{hc}{\lambda}$ caractéristiques de l'espèce absorbante. Par conséquent, si on observe une diminution de l'albédo à une longueur d'onde donnée, c'est qu'il y a eu absorption par un élément de la surface étudiée dont la nature peut être déterminée à partir de cette longueur d'onde d'absorption, à condition qu'une bibliothèque ait été réalisée au préalable en laboratoire pour déterminer les niveaux d'énergie caractéristiques des éléments candidats et les longueurs d'onde associées. Les énergies typiques dépendent du type de transition considéré : les transitions entre niveaux électroniques sont les plus énergétiques, elles nécessitent des apports de l'ordre de quelques eV soit des absorptions à $100 \text{ nm} \sim 1 \mu\text{m}$, les transitions entre niveaux vibrationnels correspondent à des énergies de l'ordre de 0.1 eV soit des absorptions à $1 \mu\text{m} \sim 15 \mu\text{m}$, tandis que les transitions entre niveaux rotationnels sont les moins énergétiques à environ 10^{-3} eV soit des absorptions à $\sim 1 \text{ mm}$ (Clark, 1999).

Ainsi, en mesurant la radiance spectrale issue de la surface étudiée à l'aide d'un instrument comme MAJIS, on peut en déterminer la nature à l'aide des émissions et des absorptions qui caractérisent ce spectre en fonction de la longueur d'onde. La situation d'observation est schématisée en Figure 1.19. Comme on l'a vu précédemment, ce spectre mesuré possède toujours une composante réfléchie et une autre émise, or l'équation 1.4 implique que toute signature dans ce spectre se manifestant par une diminution de l'albédo (absorption de lumière incidente) s'accompagnera d'une augmentation de l'émissivité à la même longueur d'onde. Si les termes sources qui multiplient respectivement l'albédo – le flux solaire incident – et l'émissivité – le rayonnement propre de corps noir – ont la même intensité à cette longueur d'onde, alors la

bande d'absorption ou d'émission qui devrait en résulter sera annulée. C'est pourquoi, selon les conditions de température et d'éclairement de la surface d'intérêt et la gamme de longueurs d'onde où se trouvent les signatures que l'on souhaite étudier, on s'intéressera préférentiellement à la composante réfléchie ou à la composante émise donc à l'albédo ou à l'émissivité.

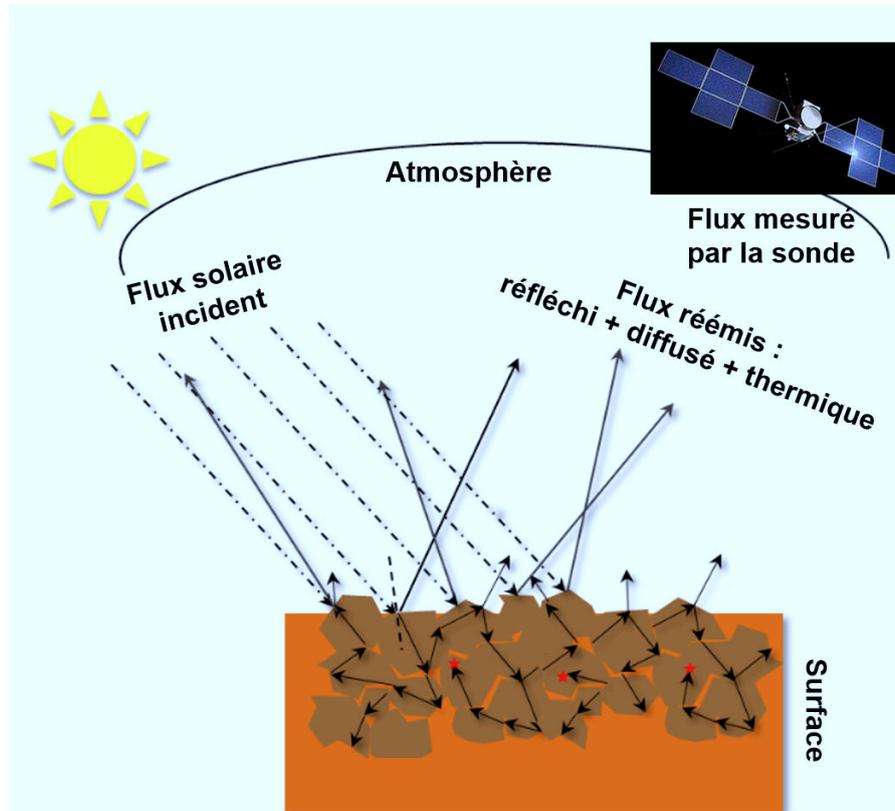


Fig. 1.19. : Schéma représentant les différentes contributions au spectre lumineux observé par une sonde pour une surface éclairée par le Soleil et possédant une atmosphère.
Figure adaptée de Ody (2012)

L'identification de l'espèce absorbante n'est en réalité pas si facile, car les bandes d'absorption possèdent d'autres caractéristiques que leur longueur d'onde centrale et peuvent être affectées par d'autres phénomènes. En premier lieu, une absorption est caractérisée par une profondeur qui peut varier. Cette profondeur, c'est-à-dire la variation relative de la radiance spectrale au niveau de la bande I par rapport au niveau moyen local appelé continuum I_0 est bien décrite pour les milieux peu denses, en l'absence de diffusion et de réflexions multiples, par la loi de Beer-Lambert :

$$\frac{I}{I_0} = \exp^{-\tau} = \exp^{-\kappa(\lambda)l} \quad (1.5)$$

où τ est l'épaisseur optique du milieu étudié, qui peut s'écrire comme le produit du coefficient d'absorption $\kappa(\lambda)$ caractéristique de l'espèce rencontrée et de sa densité, et de la distance parcourue l par la lumière absorbée dans le milieu avant d'être réfléchi ou réfracté vers la direction d'observation. Cette description correspond parfaitement à l'effet de l'atmosphère dans le schéma 1.19, mais pour les grains à la surface les phénomènes de réflexion et de diffusion viennent complexifier la relation, même si le principe de l'absorption d'autant plus importante que la distance parcourue dans l'élément absorbant est grande est conservé. Par conséquent, une absorption sera d'autant plus profonde que la taille moyenne des grains constituant la surface

sera importante et/ou que sa densité sera importante (Mustard & Hays, 1997). Toutefois, à partir d'une certaine taille de grain la profondeur de bande est maximale et pour des grains plus gros elle se mettra à diminuer : en effet, lorsque l'absorption est totale il ne peut plus y avoir de variation en revanche si le chemin optique augmente le niveau d'albédo général du continuum va lui aussi diminuer, ce qui diminuera la profondeur relative de bande (Milliken & Mustard, 2007). J'illustre ce comportement avec un minéral silicaté dont la présence est attendue à la surface d'Io et peut-être des lunes glacées en plus faibles quantités : l'olivine, dont l'évolution du spectre lorsque la taille des grains absorbants augmente est représentée en Figure 1.20.

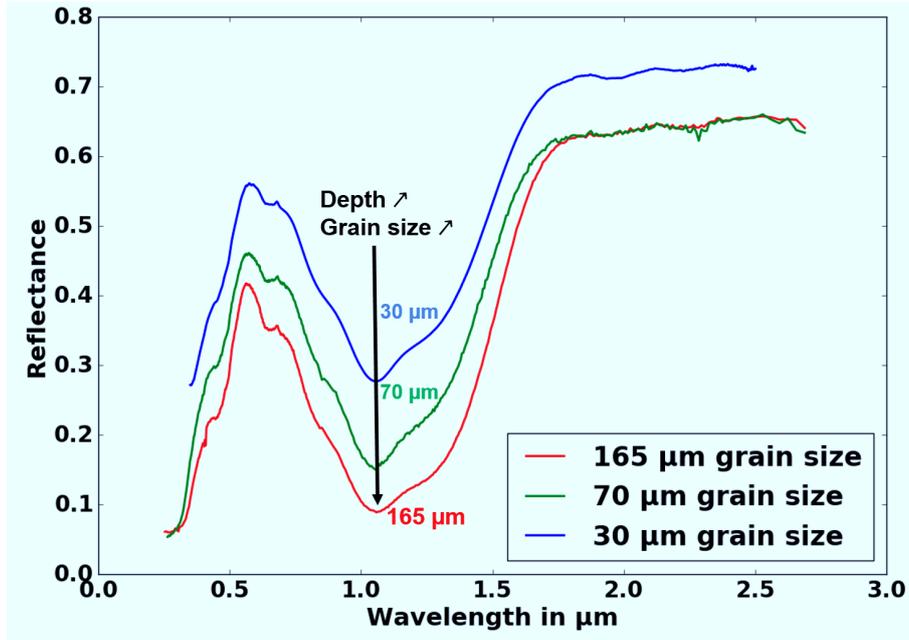


Fig. 1.20. : Spectres de réflectance de grains de l'olivine (silicate) illustrant l'influence de la taille des grains, de 30 à 165 μm , sur la profondeur des bandes d'absorption par rapport au continuum. Données issues de l'USGS Spectral Library (Kokaly et al., 2017).

De plus, une bande d'absorption possède une largeur et une forme, c'est-à-dire que l'énergie lumineuse n'est jamais absorbée à une seule et unique longueur d'onde infiniment fine correspondant à la transition entre niveaux d'énergie considérée. La première raison à cela provient des relations d'incertitudes d'Heisenberg, qui lient notamment la largeur énergétique δE d'un niveau au temps de vie t_{life} de ce niveau c'est-à-dire le temps durant lequel il peut être occupé : $\delta E \cdot t_{life} \simeq h$. Par conséquent, une transition vers un niveau au temps de vie court donnera lieu à une bande d'absorption large en longueur d'onde, car sa largeur en énergie sera importante. À cet effet naturel toujours présent viennent s'ajouter de nombreux effets de l'environnement de l'espèce absorbante susceptibles d'élargir l'absorption en longueur d'onde : l'élargissement par effet Doppler lié à l'agitation thermique du milieu ou à sa turbulence (pour les atmosphères par exemple) et l'élargissement par collisions entre particules. L'élargissement par effet Doppler thermique, pour une bande centrée autour de la fréquence ν_0 , dépend de la température T à laquelle se trouve l'espèce absorbante et de sa masse m :

$$\sigma_D = \nu_0 \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{m c^2}} \quad (1.6)$$

Les bandes d'absorption dépendent aussi de l'environnement immédiat à l'échelle moléculaire

de l'espèce absorbante, car cet environnement va modifier des niveaux d'énergie caractéristiques de cette espèce voire en créer de nouveaux en interagissant avec elle. Ce phénomène est dominant dans les solides, à cause de la structure cristalline des minéraux : dans le cas d'un minéral silicaté comme les olivines, la maille cristalline est composée de molécules de SiO_4 tandis que les sites cristallographiques sont occupés par des cations Fe^{2+} ou Mg^{2+} . Selon la proportion et l'emplacement de chacun de ces cations dans le minéral, les bandes d'absorption caractéristiques qui permettraient de le détecter vont voir leur longueur d'onde centrale légèrement modifiée (via la modification des niveaux d'énergie), ainsi que, dans une moindre mesure, leur largeur (via la modification des temps de vie des niveaux) et leur profondeur (via la modification du coefficient d'absorption) (Ody, 2012). Bien sûr si cette structure cristalline présente des défauts ils seront également reflétés par les bandes, ce qui peut constituer une trace des processus par lesquels le minéral est passé.

Enfin, la résolution spatiale avec laquelle la radiance spectrale d'une surface est mesurée n'étant jamais infinie, les modifications du rayonnement observé par cette surface ne seront que très rarement le fruit d'une seule espèce avec une unique taille de grain et dans des conditions de température ou de cristallinité uniques. L'observation réalisée sera presque toujours le résultat d'un mélange spatial à diverses échelles, ce qui complexifie encore l'interprétation d'un spectre.

1.3.3. Signatures spectrales typiques recherchées

Connaissant les nombreux paramètres qui influent sur les signatures spectrales observées par un instrument, on s'aperçoit qu'une recherche à l'aveugle des caractéristiques d'une surface à partir de son spectre a peu de chances d'aboutir et peut aisément donner des résultats équivoques. C'est pourquoi il est nécessaire dans presque tous les cas d'avoir des *a priori* sur la surface étudiée, afin de rechercher dans le spectre observé les similitudes avec une situation modélisée ou reproduite en laboratoire ; en prenant soin toutefois que les caractéristiques de l'instrument ne soient pas entièrement définies par ces *a priori* et permettent aussi des observations inattendues. Dans notre cas, l'état de l'art de l'exploration du système jovien qui a été présenté plus haut fournit de nombreux *a priori* qui vont pouvoir être utilisés pour l'interprétation des futurs spectres de la mission JUICE : les conditions environnementales de la plupart des surfaces cibles sont connues au moins grossièrement et des candidats sont identifiés pour la plupart des mécanismes à comprendre ou des espèces à détecter. Il est donc possible d'utiliser une importante bibliothèque de simulations, mesures en laboratoires voire mesures déjà obtenues en vol, avec pour objectif de les améliorer, lever les ambiguïtés ou encore suivre leur éventuelle évolution. Des exemples sont donnés ici, dans l'ordre de longueur d'onde des signatures à identifier, depuis le visible jusqu'à l'infrarouge.

Dans le domaine visible, les plumes issues de la surface d'Io et d'Europe (Quick et al., 2013), peut-être de Ganymède, vont réfléchir et diffuser le rayonnement solaire ce qui permettra de les détecter et de les analyser par spectroscopie. Toutefois, ces structures sont encore mal contraintes comme on l'a vu, notamment en terme de taille de grains et d'épaisseur optique. Des simulations ont donc été réalisées à l'IAS pour explorer plusieurs valeurs de ces paramètres et générer le spectre résultant (J. Carter, com. personnelle 2019), dont un résultat est illustré en Figure 1.21, montrant que le plus fort signal réfléchi-diffusé par ces plumes sera à rechercher autour de $0.8 \mu\text{m}$. Sur cette même Figure, j'ai ajouté la forme spectrale typique de deux autres cibles de la mission, avec la surface de Ganymède et les émissions de points chauds de Jupiter, à partir des données obtenues par des instruments spatiaux (issues de McCord et al., 1998 et Encrenaz et al., 1999 pour Ganymède et Jupiter respectivement) dans l'idée d'avoir une bibliothèque la plus représentative possible. On constate que la gamme spectrale étendue jusqu'à $5.5 \mu\text{m}$ permet d'étudier les points chauds de Jupiter mentionnés en section 1.1.3.1, qui émettent entre 4.5 et

5.5 μm . Les raies d'émission de l'atmosphère profonde de Jupiter observée dans ces fenêtres atmosphériques correspondent à l'eau, l'ammoniac et la phosphine dont le suivi spatial et peut-être temporel en profondeur dans Jupiter permettront de mieux contraindre les mécanismes de circulation atmosphérique de la géante.

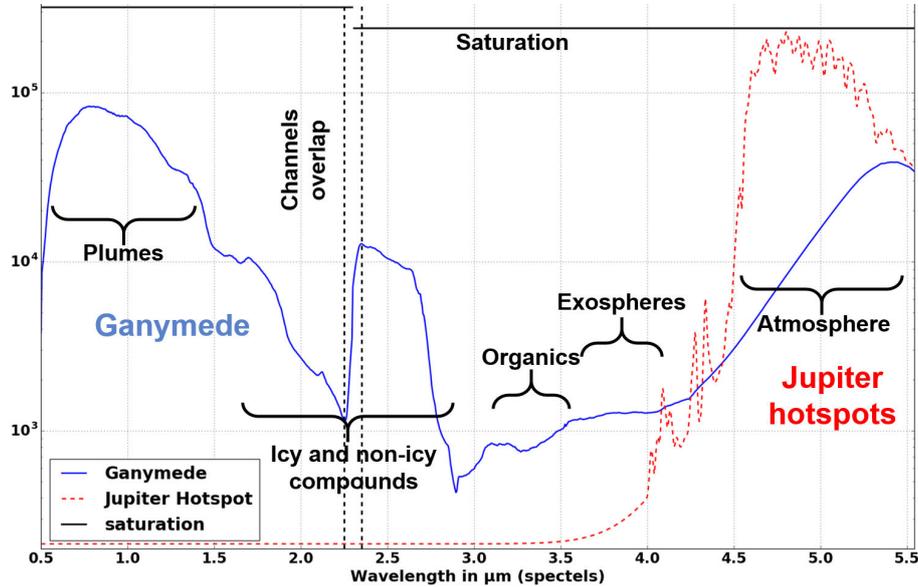


Fig. 1.21. : Simulation du signal vu par MAJIS pour ses différentes cibles. Les paramètres permettant d'aboutir au signal numérique délivré par l'instrument qui est en ordonnée seront détaillés plus loin. Données brutes issues de [McCord et al. \(1998\)](#) pour Ganymède et [Encrenaz et al. \(1999\)](#) pour Jupiter.

Les surfaces qui seront observées étant majoritairement glacées, la caractérisation précise de la glace d'eau qui abonde à leur surface sera un objectif important. La Figure 1.22 présente l'évolution d'un spectre de glace d'eau cristalline en fonction de sa température, et fait apparaître la bande à 1.65 μm comme un diagnostic de cette température. Or, comme on l'a vu dans la section 1.1.2.1, certaines zones de glace sur Europe ou peut-être Ganymède sont susceptibles d'être à des températures différentes de la moyenne si elles interagissent avec un océan sous-glaciaire. Cela fait de la cartographie de la profondeur de cette bande un indicateur des zones où rechercher des indices géologiques ou chimiques de cette interaction.

Au-delà de la glace d'eau, les composés principaux qui nécessitent une étude plus approfondie à la surface des satellites glacés sont les sels hydratés dont le mode de formation constituerait aussi un indice de la présence des océans sous-glaciaires. Leur degré d'hydratation, leur abondance et l'origine des éléments associés aux sulfates peuvent être contraints par l'observation de leur spectre, qui permet de distinguer aisément ces espèces dans le proche infrarouge, comme l'illustre la bibliothèque spectrale rassemblée par [Ligier \(2016\)](#) en Figure 1.23. Les bandes associées sont également sensibles à la température ([De Angelis et al., 2017](#)), ce qui permet d'obtenir plus d'informations sur l'environnement observé.

Comme mentionné en section 1.1.2.1, la présence d'espèces organiques à la surface des satellites glacés est envisagée si de telles molécules y sont apportées par échange avec les océans sous-glaciaires ou de façon exogène. La Figure 1.24 présente des spectres de composés organiques utilisés par [Combe et al. \(2019\)](#) pour l'interprétation des données de la sonde Dawn lors de son exploration de la planète naine Cérès : la gamme spectrale est similaire à celle de MAJIS et indique que les signatures organiques à rechercher seront des absorptions entre 3.2 et 3.5 μm , dues à l'étirement des liaisons C-H.

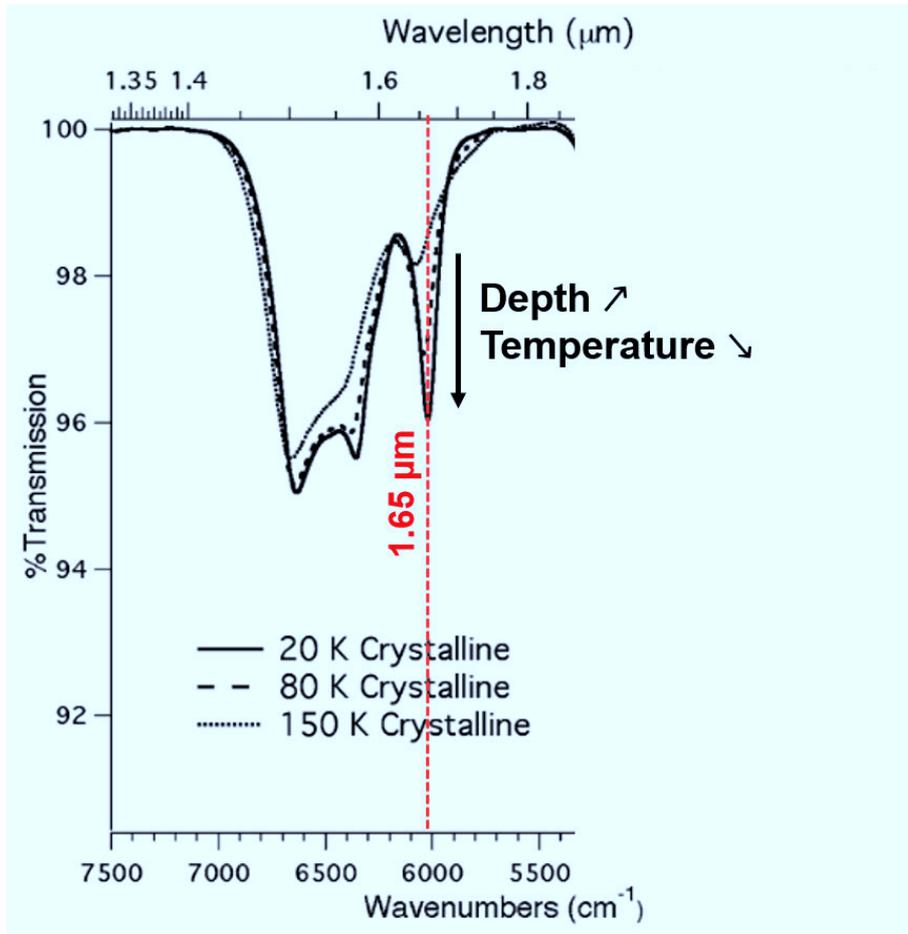


Fig. 1.22. : Évolution de la profondeur de la bande à $1.65 \mu\text{m}$ en fonction de la température de la glace d'eau cristalline. D'après [Mastrapa et al. \(2008\)](#).

C'est à partir de ces quelques exemples de bibliothèque spectrale que les résultats issus de MAJIS et d'autres instruments pourront être analysés, soit simplement en les utilisant pour identifier les bandes et leurs formes puis mesurer leur présence dans les observations par définition d'un critère spectral tel que leur profondeur ou leur aire sous le continuum, soit à l'aide d'une modélisation dont le principe est d'ajuster au mieux le profil du spectre mesuré à partir des spectres de la bibliothèque.

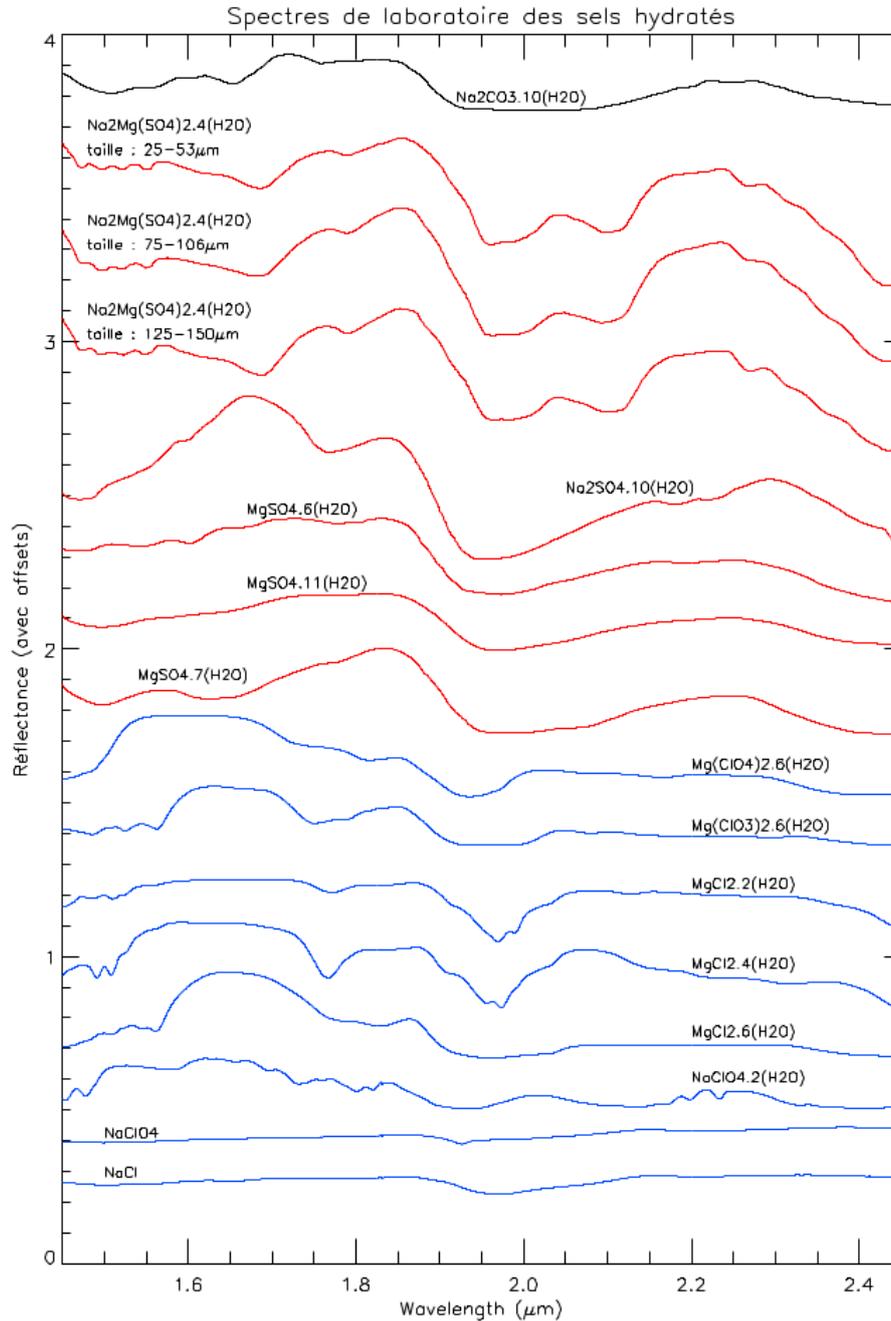


Fig. 1.23. : Spectres de réflectance (translatés) de plusieurs sels hydratés de magnésium, de sodium et de chlore dont la présence est suspectée sur Europe, d'après Ligier (2016). Données issues de Dalton & Pitman (2012), McCord et al. (2001b) et Hanley et al. (2014).

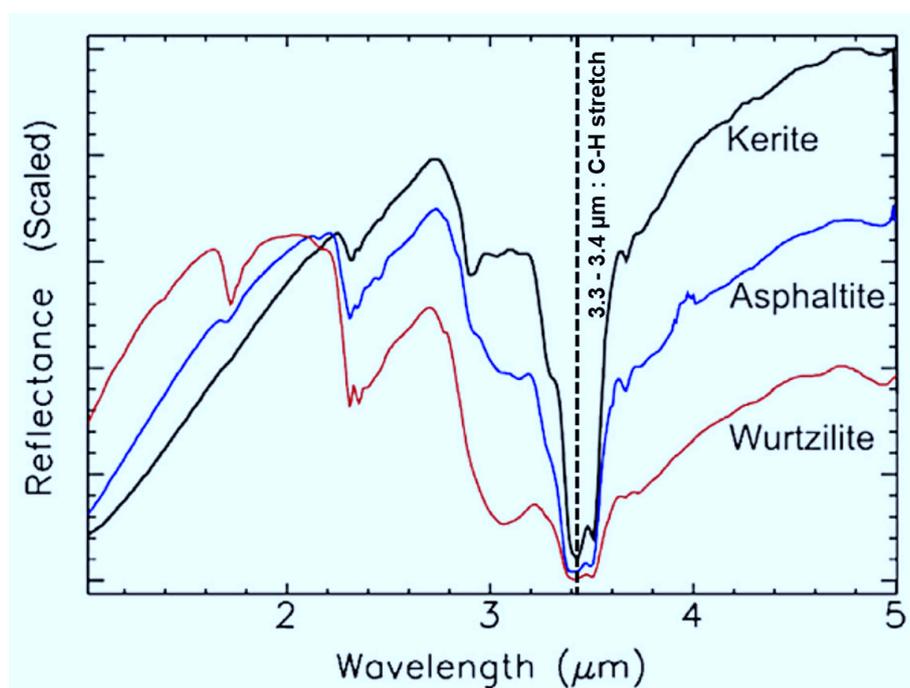


Fig. 1.24. : Spectres de composés organiques illustrant l'absorption à $3.4 \mu\text{m}$ par étirement des liaisons C-H, utilisés pour l'interprétation spectrale des résultats de Dawn sur Cérès. *Figure issue de Combe et al. (2019) et données de Moroz et al. (1998).*

1.4. Problématique : des observables scientifiques à l'instrument, nécessité de l'étalonnage

Le lien qui a été fait plus haut entre la responsabilité du développement d'un instrument confiée à un laboratoire et la nécessité d'étalonner cet instrument avant de le livrer peut paraître surprenant, au motif qu'en fabricant un instrument on en connaît les caractéristiques. Pour autant, même en caractérisant individuellement chaque sous-système de l'instrument avant son assemblage, certaines caractéristiques de l'ensemble intégré restent inconnues, telle que les fuites de lumière parasite qui sont dépendantes de l'agencement complet des optiques et des pièces mécaniques, ou même la fonction de transfert instrumentale permettant de traduire le niveau de signal électronique enregistré par le détecteur en flux radiométrique absolu de la source qui n'est tout simplement pas définie tant que l'instrument n'est pas complet. En dressant une liste de ces paramètres qui ne peuvent être connus autrement que par des tests sur l'instrument intégré, on peut définir les objectifs de l'étalonnage. Mais cette définition restera imprécise tant que le niveau d'exigence sur la connaissance d'un paramètre ne sera pas fixé, qui ne peut l'être qu'en évaluant son impact sur les objectifs scientifiques de la mission. À ce stade, la nécessité de l'étalonnage apparaît et ses étapes sont connues, mais il reste à le réaliser. Or, le déroulement de la campagne, l'environnement mécanique et thermique nécessaire et le dispositif optique pour le mener à bien ne peuvent pas être définis à partir de ces seuls besoins : une étape de traduction de ces besoins de haut niveau en besoins techniques est nécessaire. Cette étape ne peut généralement pas non plus se faire sans un minimum de connaissance des sous-systèmes de l'instrument, l'exemple le plus flagrant étant probablement le détecteur puisque si ses temps de pose accessibles et les niveaux de signal associés ne sont pas connus il est impossible de prévoir les sources optiques d'étalonnage répondant aux besoins. Enfin, un compromis pratique doit souvent être fait une fois ces besoins et ces contraintes précisément identifiés et la viabilité de la solution retenue doit être validée, au moins par modélisation, au mieux expérimentalement. C'est ainsi que l'étalonnage, étape finale qui doit permettre à un instrument de remplir ses objectifs scientifiques en vol, se définit en fait tout au long du développement instrumental et dépend de nombreuses étapes en amont.

Pour fixer les idées à partir de ce raisonnement très générique, nous allons détailler le cheminement à un suivre sur un exemple bien précis. Une caractéristique fondamentale de MAJIS qui ne sera définie qu'une fois l'instrument complet intégré est la correspondance entre position de pixel et longueur d'onde, autrement dit la table des spectels. Mais la réponse relative de chacun de ces spectels à un même flux lumineux n'est donc pas connue non plus. Pour savoir si une telle différence relative pouvait être critique dans l'interprétation des données en vol et quantifier son impact j'ai analysé des données d'un instrument similaire à MAJIS, un spectromètre intégral de champ sur le VLT, dont nous avons des données d'observation d'Io. Il s'est avéré que des artefacts spectraux de l'ordre de grandeur de la profondeur relative des signatures que nous cherchions (1 %) étaient présents, soulignant ainsi la nécessité de cette mesure et rejoignant le cahier des charges d'étalonnage qui avait été établi lors des toutes premières phases du projet MAJIS, à savoir la mesure de ces différences de réponse spectel à spectel au pourcent près. Il est donc nécessaire de limiter les variations spectrales sur le trajet optique entre les sources d'étalonnage et l'instrument à moins de 1 % en écart-type. La seule source de variations spectrales étant les absorptions, ce besoin se traduit par une limite sur les absorptions atmosphériques dans le dispositif d'étalonnage. Pour cela, une purge à l'azote sec peut être réalisée. Les molécules présentes dans l'atmosphère responsables d'absorptions dans la gamme de longueurs d'onde de MAJIS étant essentiellement l'eau, et le dioxyde de carbone, nous avons considéré que la limite à définir pouvait l'être sur l'hygrométrie qui serait facile à mesurer sur le dispositif. Il faut alors traduire le besoin exprimé en variation relative de flux en une limite sur l'hygrométrie. Pour cela, j'ai dé-

veloppé un modèle photométrique de l'instrument et de son dispositif d'étalonnage, modèle qui a par exemple besoin de l'efficacité quantique du détecteur comme paramètre d'entrée. J'ai donc mesuré cette efficacité grâce au banc de caractérisation des détecteurs, et j'ai ainsi pu montrer que l'écart-type de flux spectel à spectel était bien inférieur au pourcent pour une hygrométrie variant entre 0 et 1% sur les 10 m de colonne d'air correspondant aux chemins optiques les plus longs du dispositif d'étalonnage. Nous avons ainsi pu fixer la limite haute d'hygrométrie à 1%. Il reste alors à valider expérimentalement que les débits d'azote et l'étanchéité mécanique du banc d'étalonnage nécessaires pour atteindre ce niveau sont techniquement réalisable, avec un planning et un budget contraints. Nous avons donc fait des mesures de test, qui ont montré qu'un débit de 20 l/min d'azote sec permettait d'atteindre la spécification en environ 10 h puis de rester stable, ce qui valide notre approche et sera donc la solution implémentée en étalonnage. Chacune des étapes évoquées ici sera développée dans la suite : les données d'Io dans le chapitre 2, les mesures des paramètres des détecteurs dans le chapitre 3, et l'ensemble du raisonnement qui mène au dispositif d'étalonnage et son utilisation dans le chapitre 5.

Il faut noter que le raisonnement exposé ici est idéalisé sur certains aspects : l'étude d'Io n'étant pas un objectif majeur de MAJIS ce n'est pas ce besoin scientifique qui a été considéré comme décisif pour fixer le cahier des charges d'étalonnage sur la question de la réponse relative des spectels, en revanche c'est la démarche que j'ai pu suivre au cours de ma thèse car les données nécessaires étaient disponibles. De plus, l'efficacité quantique des détecteurs de vol H1RG n'ayant pas pu être mesurée durant mes trois ans de thèse, j'ai poursuivi le raisonnement au-delà de cette étape à partir de valeurs typiques fournies par Teledyne que j'ai implémentées dans mon modèle, les mesures que j'ai effectivement pu réaliser ayant été faites sur des détecteurs Sofradir.

Enfin, une unique campagne d'étalonnage ne pourra pas répondre à tous les besoins de caractérisation de l'instrument dans le cas particulier de MAJIS, à cause de l'environnement radiatif particulièrement intense de Jupiter. Des mesures utilisant des sources de particules chargées de hautes énergies ont donc été implémentées à part, sur les détecteurs seuls dès leur réception, auxquelles j'ai participé activement et qui entrent donc dans la logique globale d'étalonnage de MAJIS que j'ai pu suivre.

C'est donc aux différentes questions posées par les étapes décrites ici que ma thèse tente de répondre, ce qui peut s'exprimer par les sous-problématiques suivantes : comment prévoir l'étalonnage d'un instrument pour s'assurer de sa capacité à atteindre tous ses objectifs scientifiques ? Quels paramètres sont les plus critiques ? Comment les déterminer ? Quels sont les pré-requis pour être en mesure de définir un bon étalonnage ? Comment faire le lien entre les besoins scientifiques et les contraintes techniques pour étalonner un instrument ?

Exemple d'Io observée avec SPHERE/VLT : de l'instrument aux résultats

2.1	L'instrument SPHERE et le contexte des observations	59
2.1.1	Fonctionnement du spectromètre intégral de champ de SPHERE	60
2.1.2	Données et objectifs	61
2.2	Modèle photométrique d'une surface observée par un spectro-imageur	63
2.2.1	Modélisation d'une surface planétaire	63
2.2.2	Modèle radiométrique de l'instrument SPHERE-IFS	67
2.2.3	Contraintes sur la détectabilité des silicates	69
2.3	Traitement des données	70
2.3.1	Réduction	70
2.3.2	Correction des contributions telluriques et solaires	71
2.3.3	Cartographie et étude préliminaire morphologique	74
2.4	Résultats pour la composante thermique	75
2.4.1	Carte de contribution thermique et choix de la grandeur mesurée	75
2.4.2	Bruit, erreurs systématiques et signal d'intérêt	76
2.5	Résultats pour la composante réfléchie	79
2.5.1	Définition de critères spectraux	79
2.5.2	Recherche sur ces critères	81
2.5.3	Recherche par Analyse en Composantes Principales	83
2.6	Artefacts instrumentaux	86

2.1. L'instrument SPHERE et le contexte des observations

Comme annoncé dans le chapitre précédent, j'ai commencé mon travail de thèse par une analyse détaillée d'un objectif scientifique de MAJIS à partir de données de même type que celles qu'il fournira, c'est-à-dire des cubes de spectro-imagerie infrarouge. Des données d'observation d'Io acquises fin 2014 avec l'instrument SPHERE sur le VLT et encore inexploitées étaient disponibles au début de ma thèse, ce qui m'a permis d'étudier la surface d'Io et plus particulièrement

sa composition minéralogique. Bien qu'il ne s'agisse pas d'un objectif prioritaire de la mission de JUICE, cette analyse m'a permis de me confronter à de nombreuses questions, d'instrumentation et de modélisation, très proches de celles de MAJIS qui ont donc pu être réinvesties dans la suite, et bien sûr de suivre de bout en bout la démarche de définition de l'étalonnage et de ses besoins décrite plus haut.

2.1.1. Fonctionnement du spectromètre intégral de champ de SPHERE

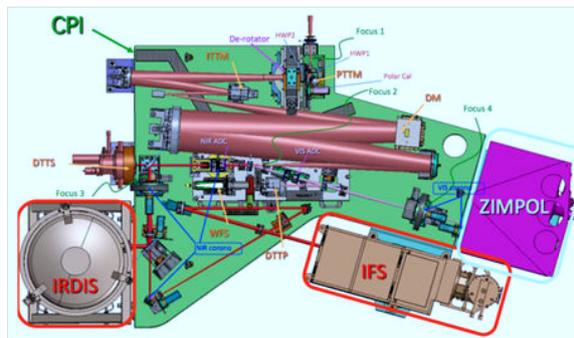
L'instrument SPHERE que nous avons utilisé comporte trois voies d'analyse :

- La première, IRDIS, est un imageur infrarouge capable d'enregistrer simultanément deux images du même champ de vue derrière deux filtres à des longueurs d'onde différentes ou bien polarisés différemment, afin de permettre une imagerie différentielle à haut contraste. Cette voie possède aussi un mode de spectroscopie classique à fente.
- La seconde, IFS, est celle que nous avons utilisée : il s'agit d'un spectroscope intégral de champ, qui disperse la lumière de l'image issue du télescope à travers des petits prismes puis enregistre toute l'information sur un détecteur H2RG de 2048 par 2048 pixels. Le cube hyperspectral de taille (291,291,39) est reconstruit lors de la réduction de données avec un échantillonnage de 7.4 mas par pixel spatial. La gamme couverte correspond aux bandes spectrales Y (0.9 à 1.1 μm), J (1.1 à 1.4 μm) et H (1.5 à 1.8 μm).
- La dernière, ZIMPOL, est un imageur différentiel polarimétrique qui permet d'atteindre un excellent contraste en prenant une même image dans deux états de polarisation différents.

La partie optique commune située directement à l'un des foyers Nasmyth de Melipal (télescope UT3 du VLT) assure d'abord la dérotation et la stabilisation de champ. L'emplacement de l'instrument et son schéma sont représentés en Figure 2.1. Ensuite le front d'onde arrive sur le miroir déformable de l'optique adaptative qui est couplé à un analyseur de type Shack-Hartmann.



(a) L'UT3 du VLT avec l'instrument SPHERE sur sa plate-forme Nasmyth à droite.



(b) Modèle optique de SPHERE, la voie que nous utilisons ici est l'Integral Field Spectrometer (IFS).

Fig. 2.1.

Les performances de cette optique adaptative sont excellentes avec un rapport de Strehl dépassant les 90% en bande H ce qui confère à SPHERE sa résolution spatiale unique pour un instrument au sol. Ces performances, mesurées au cours de la préparation de l'instrument résumée dans [Martinez et al. \(2010\)](#), sont valables à la magnitude de notre cible, et sont permises par la très grande fréquence de correction (1.2 kHz) et le grand nombre d'actionneurs (1600) du système d'optique adaptative. Au vu de cet excellent rapport de Strehl, j'ai supposé dans la suite que nous n'étions limité que par la diffraction du télescope soit $\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} = 46 \text{ mas}$ à 1.5

μm , ce qui impliquerait des pixels de 23 mas pour un échantillonnage à la fréquence de Nyquist. Or ici les pixels et l'optique ont été choisis de manière à ce que la PSF (fonction d'étalement de point) soit sur 6 pixels et non seulement 2, puisqu'il est utile de la suréchantillonner lorsqu'on souhaite atteindre un excellent contraste dans l'image comme c'est le cas pour la recherche des exoplanètes qui est la destination première de SPHERE.

Enfin l'image est formée, pour la voie IFS, sur une surface composée de petites lentilles qui définissent la taille des pixels spatiaux. Puis la lumière issue de chacune des lentilles est dispersée par un prisme et c'est le résultat de cette dispersion qui est enregistré sur le détecteur. Des filtres de densité pour diminuer le flux de la source sont également disponibles pour chaque voie, ainsi que des coronographes puisque le but premier de l'instrument est la détection et la caractérisation d'exoplanètes qui nécessitent de cacher l'étoile centrale.

Nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'IFS (Integral Field Spectrometer), qui est décrit en détail dans [Claudi et al. \(2010\)](#). Son champ de vue total fait $1.7'' \times 1.7''$ ce qui convient tout à fait pour imager Io, dont le diamètre angulaire le jour de l'observation était d'environ une seconde d'arc, la date d'observation ayant été choisie proche de l'opposition alors que Io était à 4.46 UA de la Terre. Cet instrument a la particularité de stocker toute l'information, spatiale et spectrale, directement sur les deux dimensions du capteur. Le cube final est ensuite reconstitué au cours de la réduction des données, pour obtenir une image de 291 pixels par 291 sur laquelle Io a un rayon d'environ 75 pixels, soit 24 km/pixel conformément à l'échantillonnage spatial donné plus haut. Pour comparaison, les pixels de MAJIS représenteront 67 km de côté à la surface d'Io lorsque JUICE s'approchera au plus près de cette lune, à environ 450 000 km. Mais l'échantillonnage de MAJIS correspond à la résolution de son télescope alors qu'on a vu que SPHERE suréchantillonne d'un facteur 3. Pour chacun des pixels spatiaux de SPHERE, 39 canaux spectraux (ou spectels) sont stockés selon la troisième dimension, correspondants au même pixel spatial à des longueurs d'onde entre 0.95 et 1.65 μm . Le banc optique de l'IFS contient aussi des lampes blanches et quatre lasers (à 987, 1123, 1309 et 1545 nm) pour l'étalonnage.

2.1.2. Données et objectifs

L'instrument décrit au paragraphe précédent fournit donc des données brutes dont un exemple est fourni en Figure 2.2. Il est possible de reconnaître visuellement l'aspect de Io, mais à ce stade les informations spatiales et spectrales sont étroitement mêlées. On distingue dans cette image brute de nombreux petits traits verticaux : chacun d'eux est en fait un spectre qui va devoir être regroupé avec les autres correspondants au même pixel spatial final. Ces derniers peuvent alors être reconstruits et une troisième dimension est créée pour les spectres. Cette méthode élimine tout mouvement mécanique d'un réseau par exemple et permet des acquisitions très rapides.

Les fichiers bruts de science et de calibration peuvent tous être obtenus depuis l'archive de l'ESO ainsi que des routines informatiques de réduction qui sont en cours de développement. Elles utilisent les logiciels Gasgano ou Esorex et fonctionnent sous environnement Linux. La méthode globale de réduction de ces données, qui est décrite dans [Desidera et al. \(2008\)](#), comporte deux volets principaux : un premier très classique en traitement d'image astrophysique avec soustraction du courant d'obscurité (Dark) et correction par une plage de lumière uniforme (Flat-Field), puis une seconde propre à la spectroscopie intégrale de champ et aux solutions techniques employées sur SPHERE-IFS avec par exemple la correction de la distorsion de champ créée par l'optique adaptative et la reconstruction du cube hyperspectral à partir de l'image 2D.

Mon objectif avec ces données était la détection de signatures de silicates, minéraux qui sont un composant majoritaire de la lune volcanique comme vu dans la section 1.1.2.2 mais dont aucune détection directe par spectroscopie n'a encore été faite à la surface. La raison en est



Fig. 2.2. : Image brute de SPHERE-IFS acquise le 6 décembre 2014, 2048x2048 pixels, la dimension spectrale est ici stockée en ligne dans l'image. Couleur artificielle. Les structures de surface sont identifiées sur les images traitées en section 2.3.3.

l'omniprésence du soufre, dont les différentes formes sont responsables de la quasi-totalité des signatures spectrales connues à ce jour. Une bande d'absorption non-attribuée vers $1.15 \mu\text{m}$ a été identifiée dans certaines observations de NIMS et de SSI sur la sonde Galileo, qui pourrait être due à des silicates mais cela reste à confirmer (Carlson et al., 2007). La difficulté de cette détection est donc *a priori* spatiale, ce qui a rendu la poursuite de cet objectif très difficile après la fin de la mission Galileo en l'absence d'instrument pouvant observer Io de près, mais nous verrons que les performances de l'optique adaptative de SPHERE pourraient permettre de l'atteindre. En effet, notre piste de travail était d'utiliser les points chauds d'Io pour guider notre étude : puisque la détection des bandes des silicates est empêchée par le givre de dioxyde de soufre qui est omniprésent, il faut observer les zones assez chaudes pour qu'il soit sublimé c'est-à-dire à proximité des points chauds. J'ai pour cela utilisé des cartes des points chauds récurrents déjà établies, comme par exemple celles de Davies et al. (2015). Cette hypothèse est illustrée par le schéma de la Figure 2.3. Si le flux infrarouge de ces zones d'activité volcanique peut être très intense comme on va le voir, la surface au sol concernée par des températures supérieures à la moyenne d'Io (110 K) est quant à elle souvent petite, de l'ordre du kilomètre carré, ce qui nécessite une très bonne résolution spatiale. Bien sûr la signature spectrale recherchée peut rester détectable même à des résolutions plus faibles : ce sont ces limites de détection et valeurs typiques de flux et de surfaces sur Io que nous allons tenter de déterminer par la modélisation et l'exploitation d'anciennes données dans la section suivante.

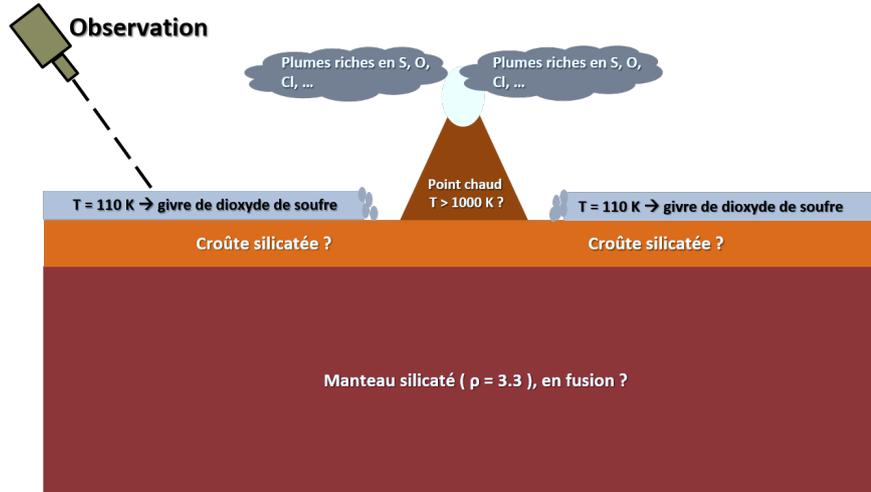


Fig. 2.3. : Schéma illustrant les hypothèses de notre recherche de silicates à la surface d'Io : leurs signatures spectrales cachées par le givre de dioxyde de soufre doivent être exposées directement à proximité des points chauds où la température de surface est suffisante pour sublimer ce givre.

2.2. Modèle photométrique d'une surface observée par un spectro-imageur

2.2.1. Modélisation d'une surface planétaire

Avant de traiter et d'exploiter ces données, j'ai commencé par modéliser l'émission de Io afin de mieux comprendre la contribution relative de ses deux composantes. En effet comme on l'a vu en section 1.3.1 Io réfléchit le rayonnement solaire avec un certain facteur de réflectance R , mais elle a aussi son émission thermique propre de corps noir dépendante de la température de la zone considérée. Mon modèle doit donc rendre compte de cette radiance totale :

$$I_{Io} = I_{\text{thermique}} + R \cdot I_{\text{solaire}} \quad (2.1)$$

avec I la radiance spectrale en $W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1} \cdot sr^{-1}$.

Nos observations se faisant depuis la Terre et donc sur le côté jour de Io, les deux composantes peuvent dominer selon la température de surface or elles présentent toutes les deux un intérêt pour notre étude. En effet, là où la composante thermique domine cela indique un point chaud et donc une zone d'intérêt pour notre recherche des roches silicatées pour les raisons exposées dans la section précédente. Pour être détectable la surface de ce point chaud doit être suffisante, ce que nous quantifierons dans la partie suivante, et la mesure de sa température est importante pour contraindre la composition exacte de ces silicate et déterminer si le magma émis est de type basaltique ou mafique ($T > 1500$ K environ, Allen et al., 2013). La détermination de ces surfaces et températures se fait par ajustement du modèle sur les données spectrales, ce qui a déjà fait l'objet de plusieurs études, mais avec une précision que nous allons discuter. En revanche, si cette composante thermique domine cela signifie que la partie solaire sera difficile à extraire alors qu'elle contient la réflectance qui porte l'information spectrale de composition qui nous intéresse. Le modèle peut justement rendre l'extraction de chaque composante plus facile.

À l'inverse, si la composante solaire domine, l'accès à l'information spectrale de composition est trivial en négligeant la composante thermique et en divisant par le corps noir solaire incident.

En contrepartie, l'accès à la température de surface est impossible, ce qui signifie que la recherche doit se faire à l'aveugle sans zone d'intérêt bien définie géographiquement.

Mon modèle, inspiré de celui développé pour Mars dans la thèse de [Jouget \(2008\)](#) préparée au sein de l'équipe dans laquelle je travaille, suppose une surface Lambertienne, approximation selon laquelle l'émission est isotrope. La pertinence de cette hypothèse sera confrontée à la réalité dans le chapitre de traitement des données. En outre, on a vu dans la première partie que Io possède une atmosphère très ténue de SO₂ qui peut modifier l'intensité au sol du rayonnement solaire : l'épaisseur optique moyenne qui en résulte ([Ajello et al., 2008](#)) engendre une perte d'intensité inférieure au pourcent, j'ai donc choisi de négliger cet effet.

Ce modèle doit fournir l'émittance spectrale M_{Io} en prenant en compte l'incidence solaire, et son rayonnement thermique propre, que je considère comme celui d'un corps noir. La surface possède une certaine émissivité et un albédo qui sont variables selon la zone, de même que sa température puisque nous nous intéressons aux environnements de points chauds. On aboutit donc à l'expression suivante si on considère une surface de composition et température uniques :

$$M_{Io}[W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}] = A \cdot \cos(i) \cdot \pi B(\lambda, 5777K) \cdot \frac{R_{\odot}^2}{d_{\odot-Io}^2} + \varepsilon(\lambda, T) \cdot \pi B(\lambda, T_{Io}) \quad (2.2)$$

L'albédo A peut varier entre 0.2 et 0.8 sur Io, la multiplication par π dans notre approximation Lambertienne revient à intégrer sur l'angle solide, l'angle d'incidence solaire i peut varier de 0 à 90°, l'émissivité ε sera supposée proche de 1 car l'émission thermique dominante n'est pas issue du même terrain que la réflexion solaire, et nous négligerons sa dépendance en température et longueur d'onde. Enfin pour la contribution solaire j'ai supposé une source corps noir parfaite en prenant en compte la distance de Io au Soleil le jour des observations ($d_{\odot-Io} = 5.45\text{UA}$).

L'émittance spectrale ainsi calculée M_{Io} est tracée en fonction de la longueur d'onde en Figure 2.4, avec par exemple un albédo de 0.6 qui est la moyenne mesurée sur Io d'après [Nash & Johnson \(1979\)](#) et à une température de surface de 350 K correspondant à la moyenne des régions entourant les points chauds. On constate dès à présent qu'entre 0.95 et 1.65 μm l'allure de l'émittance est dominée par la composante solaire réfléchi même avec une température d'environnement de point chaud : nous ne nous attendons donc pas à une détection aisément guidée par une carte d'émission thermique, l'accent sera donc mis lors de l'exploitation des données sur la recherche spectrale des silicates sur tout le disque.

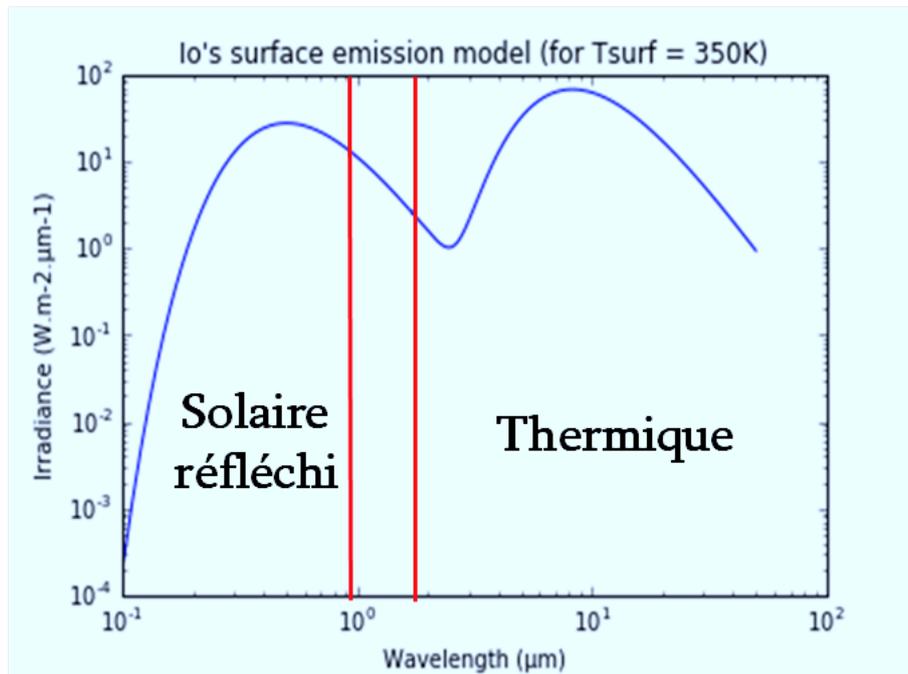


Fig. 2.4. : Modèle de l'émission de corps noir de Io : partie solaire réfléchi à gauche avec un albédo de 0.6 et partie thermique propre à droite pour une surface à 350K. La gamme spectrale de nos données se trouve entre les traits rouges.

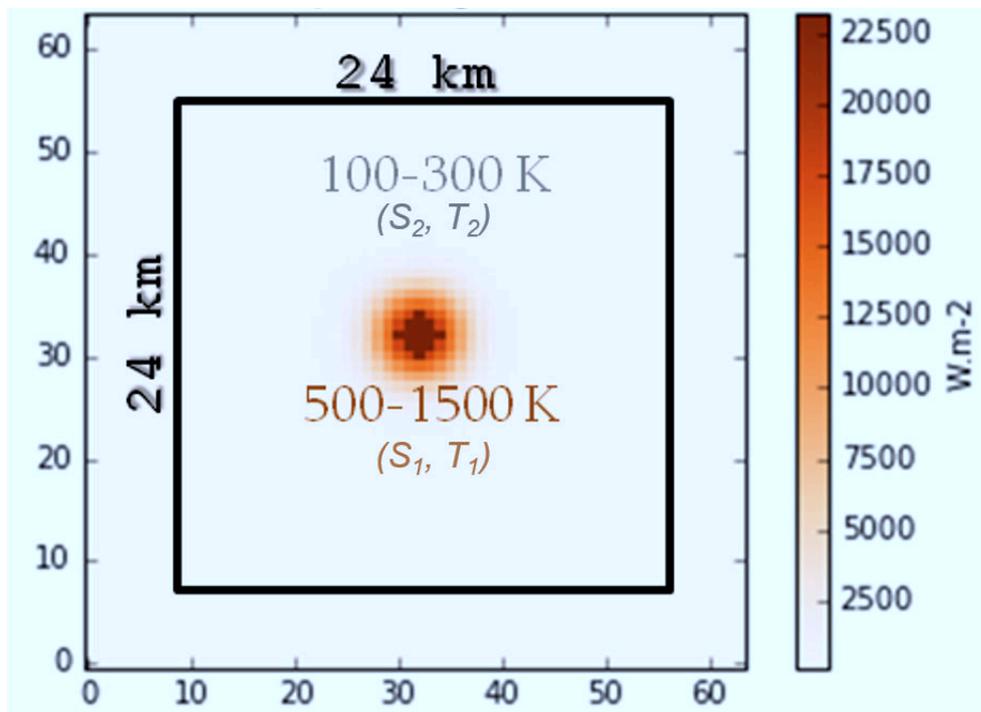


Fig. 2.5. : Modèle de surface avec un point chaud à 800K au centre, un gradient exponentiel, et une surface environnante à 200K. Le carré noir représente la taille d'un pixel et donc la surface d'intégration pour les calculs de puissance totale.

Dans le but de valider mon modèle par comparaison aux études similaires, et surtout pour quantifier l'effet de la petite taille des points chauds (qui seront sub-pixel avec nos données) sur les mesures de température et la perte d'intensité des signatures spectrales, j'ai poussé son application plus loin. D'abord en créant une surface typique (représentée en Figure 2.5) de point chaud avec son environnement, en attribuant une aire en kilomètres carrés à chaque pixel et en définissant le rayon de la partie centrale (point chaud) et de la partie environnante à des valeurs réalistes en fonction de cette échelle de surface. Pour obtenir une mesure de flux intégrée, j'ai calculé la puissance Φ de la partie centrale par une loi de Stefan-Boltzmann, c'est-à-dire l'intégrale sur les longueurs d'onde de la fonction d'émission de Io, avec toujours l'émissivité ε :

$$\Phi[W] = \sigma\varepsilon (S_1T_1^4 + S_2T_2^4) \quad (2.3)$$

où σ est la constante de Stefan $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ SI.

De même pour la zone environnante à une température plus basse ($T_2 < T_1$) mais une surface ($S_2 > S_1$) plus grande, et entre les deux une zone de gradient gaussien, car c'est ce qui est observé sur Terre autour des volcans (Lee, 1966). Cet élément de précision supplémentaire n'a jamais été inclus dans les modèles jusqu'ici, il pourra donc être à l'origine de différences dans les résultats.

Enfin, je compare aux résultats de Veeder et al. (2015), en utilisant des données Nims que j'ajuste avec mon modèle (partie thermique uniquement) supposant deux surfaces, deux températures, et un gradient entre les deux. Un résultat est illustré en Figure 2.6. Entre mon modèle et celui de Veeder et al. (2015) on note une tendance permanente : j'obtiens des surfaces plus petites mais plus chaudes, avec un flux total final en bon accord. Dans l'exemple de la Figure 2.6 j'obtiens 1295 K et 433 K sur des aires de 0.016 km² et 39 km² alors que Veeder et al. (2015) obtiennent 890 K et 320 K sur des aires de 0.15 km² et 650 km². Ces paramètres injectés dans mon modèle de surface décrit plus haut donnent une puissance totale de 81 GW, à comparer aux 390 GW de Veeder et al. (2015). Il s'agit là de l'exemple de plus grande différence entre nos modèles, la même démarche sur les données de Monan Patera par exemple, donne 78 GW pour mon modèle et 86 GW pour le leur. L'ordre de grandeur est comparable mais les différences soulignent que l'incertitude sur ces mesures est grande, nous y reviendrons dans la suite.

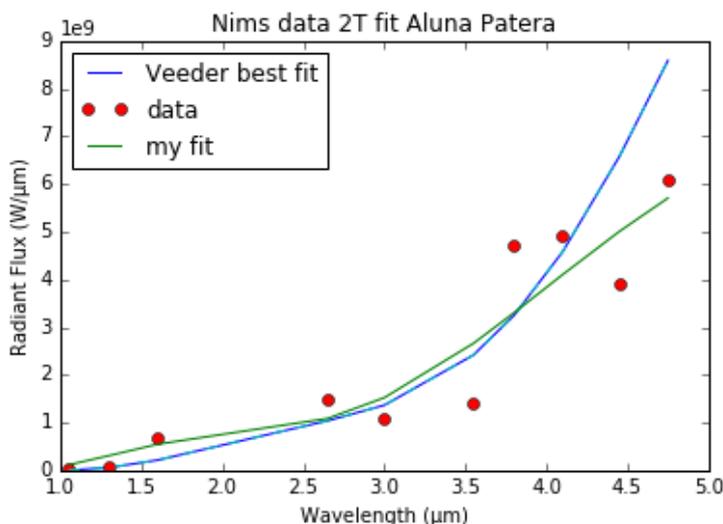


Fig. 2.6. : Ajustement sur des données NIMS dans la zone d'Aluna Patera avec un modèle à 2 températures et 2 surfaces. Le résultat de Veeder et al. (2015) est en bleu et mon résultat est en vert.

2.2.2. Modèle radiométrique de l'instrument SPHERE-IFS

Le modèle photométrique précédent présente un double intérêt lors de la réduction des données, puisque j'ai pu m'en servir comme entrée du modèle radiométrique de l'instrument que j'ai également développé. En effet, l'instrument SPHERE était très récent au moment de l'acquisition de ce jeu de données dites de *Science Verification* en décembre 2014, de nombreux problèmes techniques se sont posés : la chandelle tellurique standard HD20926 qui devait être pointée lors de la nuit d'observation pour permettre la calibration absolue en intensité de nos données a été mal centrée, elle est coupée en deux sur un bord de l'image et n'est donc pas exploitable, le pipeline de réduction est encore en développement avec notamment les fonctionnalités de calibration spectrale qui fonctionnent mal, et enfin l'Exposure Time Calculator permettant de prédire les niveaux attendus dans les données réduites est lui aussi en développement. J'ai donc développé mon propre modèle instrumental pour guider les étapes de réduction et avoir un outil de vérification à chaque étape, qui pourrait même fournir une première idée de la fonction de transfert permettant de passer des DN/s (Digital Numbers divisés par le temps d'intégration) des images à une grandeur physique réelle comme la radiance.

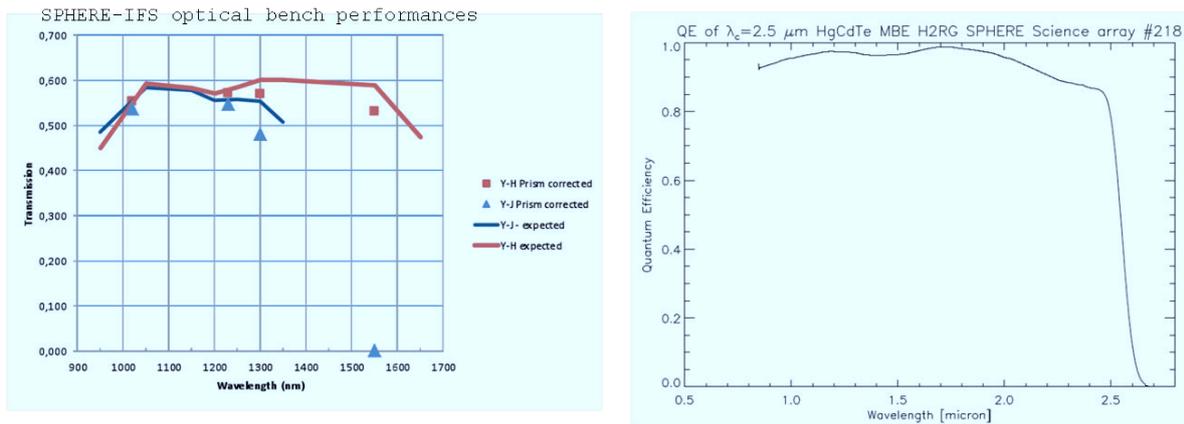
Le produit final de cette modélisation doit nous permettre de prédire les niveaux attendus dans l'image brute en DN (Digital Numbers). L'essentiel des outils que j'utilise ici sont issus du manuel de SPHERE (Girard et al., 2016). Le point de départ est le flux reçu par le détecteur, qui peut s'exprimer dans l'approximation des petits angles comme $\phi = I\Omega S$ avec I la radiance spectrale de la cible déjà vue en section 1.3.1, Ω l'angle solide sous-tendu par un pixel, et S la surface collectrice de photons. Mais dans notre cas, les optiques ont une certaine transmission différente de 1, l'imagerie est spectrale donc chaque spectel reçoit l'énergie correspondant à un intervalle de longueurs d'onde, et enfin cette acquisition a un certain temps de pose. On aboutit donc à une expression pour le nombre N d'électrons générés par pixel du détecteur :

$$N[e - /bin] = \frac{I_\lambda \cdot \Delta_\lambda \cdot T \cdot E \cdot S \cdot \Omega_p}{\frac{h \cdot c}{\lambda}} \quad (2.4)$$

dans laquelle la radiance spectrale I_λ provient du modèle précédent sans intégrer sur l'angle solide, la largeur des spectels Δ_λ provient du manuel de l'instrument fourni par l'ESO et vaut en moyenne $0.019 \mu\text{m}$, le temps d'exposition T ou DIT (Detector Integration Time) sélectionné pour ces observations est de 4 s d'après les header des fichiers de sortie, l'efficacité totale E du système optique est le point le plus difficile à déterminer et j'obtiens 0.36 avec les étapes détaillées ci-après. La surface collectrice de photons S est propre aux miroirs des VLT et vaut 51.2 m^2 , enfin la taille angulaire Ω_p des pixels de l'instrument est donnée dans le manuel et vaut 7.4 millisecondes d'arc (mas) de côté soit $7 \cdot 10^{-16} \text{ sr}$. Le dénominateur est l'énergie d'un photon en fonction de sa longueur d'onde.

Le point qui m'a demandé le plus de recherches est, comme annoncé précédemment, la transmission du système complet. J'ai obtenu les courbes de réponse de la Figure 2.7 à partir des publications de la campagne de qualification de l'instrument SPHERE (e.g. Claudi et al. (2012)), la réflectivité moyenne des miroirs du VLT à partir des manuels de l'ESO, et cela m'a permis d'aboutir à la transmission du système. On a en effet :

- Réflectivité des miroirs = 0.85-0.95
- Transmission moyenne de l'atmosphère = 0.9
- Transmission du banc optique = 0.55
- Efficacité quantique du détecteur = 0.9



(a) Transmission théorique et mesurée du banc optique de SPHERE, selon la configuration spectrale choisie. (b) Efficacité quantique mesurée du détecteur Hawaii de SPHERE.

Fig. 2.7. : Figures obtenues lors de la campagne de qualification de l'instrument SPHERE.

J'ai alors été en mesure de produire la courbe suivante (Figure 2.8) qui prédit des valeurs en très bon accord avec les images brutes qui seront présentées plus loin, le gain de l'électronique provenant du manuel de l'instrument. En effet, les valeurs moyennes de signal dans une image brute à $1.3 \mu\text{m}$ sont de 18 000 DN, soit environ 32 000 électrons (gain de 0.56 DN/e-) ce qui correspond aux valeurs de la Figure 2.8. L'ESO fournit aussi un simulateur d'atmosphère en plus de son Exposure Time Calculator qui m'a permis d'avoir des bandes telluriques parfaitement calibrées en longueur d'onde, la transmission résultante sera présentée dans la section suivante en même temps que le traitement des données.

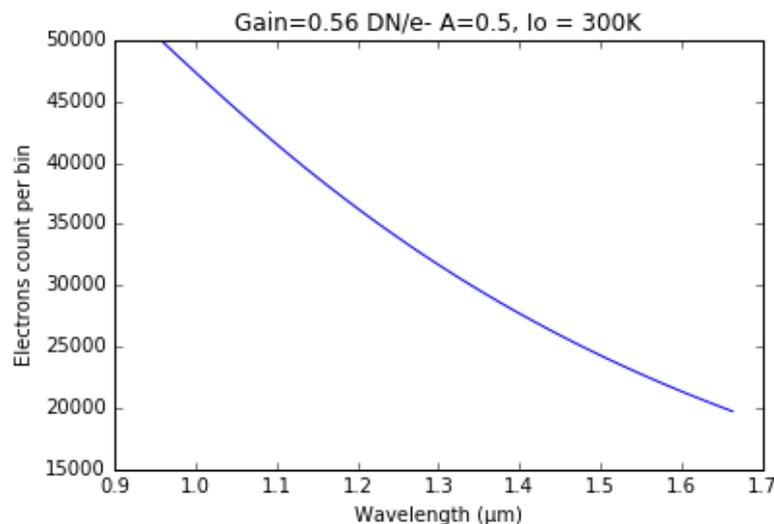


Fig. 2.8. : Nombre d'électrons attendus dans le détecteur d'après mon modèle instrumental et avec mon modèle thermique d'émission de Io en entrée. On attend par exemple pour une image à $1.3 \mu\text{m}$: $32000 \cdot 0.56 = 18000$ DN.

2.2.3. Contraintes sur la détectabilité des silicates

Il est à présent possible d'utiliser ce modèle pour préparer l'interprétation de nos observations, c'est-à-dire l'inverser : au lieu de l'utiliser pour simuler la surface de Io et prédire ce que voit l'instrument, on ignore ce qu'il y a à la surface de Io en terme de température et surfaces et on cherche à savoir ce que l'on peut retrouver et surtout avec quelle précision.

J'ai commencé par déterminer, pour une aire typique de point chaud de 1km^2 , à partir de quelle température le rayonnement thermique propre de Io devient équivalent à celui du Soleil à $1.5\ \mu\text{m}$, c'est-à-dire dans la partie la plus infrarouge de notre gamme. D'après la Figure 2.9 cette température est d'un peu plus de 900 K, ce dont nous pouvons tirer deux conclusions : quelques points chauds parmi les plus actifs devraient être détectables s'il y en a au moment de nos observations et si leur surface est suffisante, et si de tels zones sont détectées alors elles devraient forcément présenter une composition silicatée puisque le volcanisme soufré n'est plus possible au-delà de 800 K (Carlson et al., 2007).

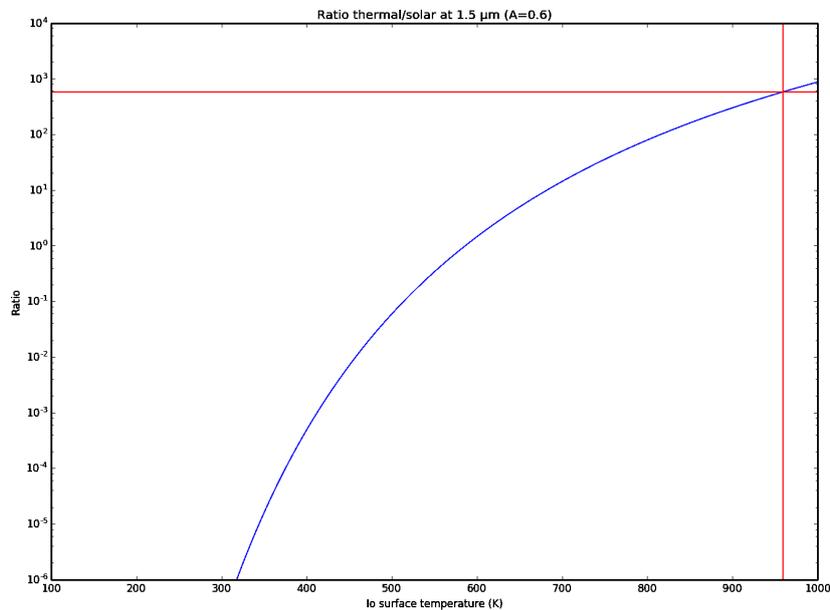


Fig. 2.9. : Valeur du rapport flux thermique / flux solaire reçu de Io à $1.5\ \mu\text{m}$ d'après mon modèle. La croix rouge indique le point où ces deux contributions sont équivalentes (rapport de 1) pour une surface de point chaud de 1km^2 dans un pixel de 576km^2 .

Vient ensuite l'inversion du modèle elle-même : nous allons générer une surface avec de très nombreuses valeurs de températures et de fraction de surface allouée au point central, en utilisant notre modèle. Afin de générer un volume de données raisonnable j'ai choisi d'imposer la valeur de surface totale à celle d'un pixel de nos données. Pour chaque triplet de paramètres ($T_1, T_2, frac$) nous allons "mesurer" le spectre résultant et le comparer aux données NIMS déjà utilisées précédemment. Le RMS d'écart aux données sera stocké pour chaque triplet dans un cube que nous allons donc parcourir afin de voir avec quelle précision chacune des trois grandeurs peut être déterminée : en effet leur impact n'est pas équivalent.

Dans la Figure 2.10 par exemple, la fraction d'aire centrale est fixée à 0.001 et la température environnante à 385 K car ces deux grandeurs semblent mieux contraintes, mais la température centrale varie sur une amplitude de 250 K, ce qui n'a qu'un impact faible sur le spectre résul-

tant comme on peut le voir (courbes noires). Cette approche a déjà été utilisée dans certaines études pour contraindre via cette mesure de température la composition de matériaux amenés en surface : or nous constatons ici que cette mesure est obtenue avec une très faible précision, il semble donc difficile de tirer de telles conclusions.

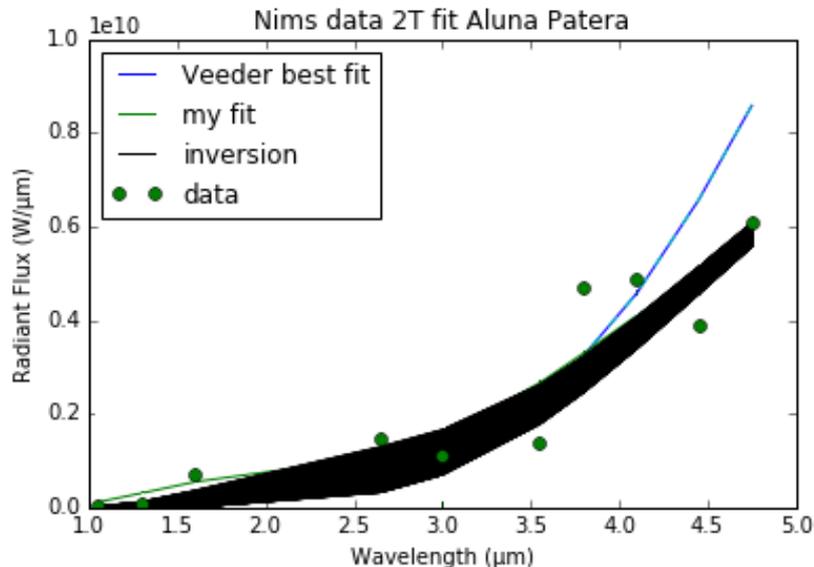


Fig. 2.10. : Ce graphique est le même que celui de la Figure 2.6. Le faisceau de courbes noires représente les solutions de RMS minimum en laissant la température du point central varier avec une amplitude de 250K.

2.3. Traitement des données

2.3.1. Réduction

Au cours des observations de la nuit du 6 décembre 2014, quatre images brutes de Io ont été prises entre 08h06 et 08h15 UT. Cela signifie notamment que la lune a eu le temps de tourner sur elle-même de 1.4° , soit à l'équateur un déplacement vers l'Est de 45 km ce qui correspond à environ 2 pixels sur nos images. Ce léger décalage pourra être exploité utilement lors de l'étude spectrale en comparant la position des signatures spectrales détectées d'une image à l'autre : si elles ne suivent pas le mouvement de la lune il s'agit probablement d'artefacts ou d'erreurs systématiques.

La première étape de réduction n'a pas été facile, car la nature de chaque fichier de calibration et le fonctionnement de la routine qui le traite sont des informations difficiles à obtenir, essentiellement parce que SPHERE est encore un instrument récent et que la documentation le concernant est donc réduite et sujette à modifications, en outre son pipeline logiciel de réduction de données est encore en développement comme annoncé plus haut.

Les étapes de cette réduction et les caractéristiques des routines et des fichiers nécessaires sont les suivantes :

1. *Master dark* : création d'un dark maître en moyennant plusieurs images de dark (2 au minimum). Ces dernières doivent donc être prises obturateur fermé (KEYWORD = HIERARCH ESO INS2 SHUT ST) d'après les mots-clés de leur header et avoir le même temps

de pose (KEYWORD = HIERARCH ESO DET SEQ1 DIT) que les images de science.

2. *Detector flat* : la réponse de l'instrument étant spectrale, des flats avec plusieurs sources de lumière monochromatiques sont indispensables (couvrant toute la gamme YJH). Pour chaque detector flat on utilise le dark maître et au minimum deux images de laser à une longueur d'onde donnée. Il y a 4 lasers et une lampe blanche, 10 images de calibration sont donc nécessaires (KEYWORD = HIERARCH ESO INS2 LAMP NAME).
3. *Instrument flat* : Il s'agit d'utiliser les flats intermédiaires créés précédemment pour produire un flat maître, avec un fichier de calibration additionnel qui est un flat classique pris en lumière blanche à l'entrée de tout le système optique de SPHERE, alors que les detector flat précédents ne sont pris qu'à l'entrée d'IFS.
4. *Wavecalib* : Pour chacune des projections de spectres sur le capteur un spectre théorique est produit en entrée, sa position sur le capteur est repérée, et avec une image de calibration prise avec 4 longueurs d'onde connues émises sur tout le capteur il faut ajuster le spectre effectif à chaque emplacement. Cette étape est cruciale et pose encore quelques problèmes qui seront discutés plus loin.
5. *Distortion map* : À cause de l'optique adaptative et de l'image-slicer la géométrie de l'image n'est a priori pas la même pour tous les pixels, une table de référence avec les déformations à appliquer doit être produite et permettre de corriger les images. Toutefois la routine correspondant à cette étape ne fonctionnait pas à la date d'écriture de ce rapport.
6. *Science reduction* : Il s'agit de prendre tous les produits précédents et les images de science pour les corriger du flat et du dark, les calibrer en longueur d'onde, et reconstruire le cube hyperspectral.
7. *Standard atmospheric* : Cette étape doit se faire sur une étoile standard de type solaire, à une airmass proche de la cible, et elle consiste à traiter exactement comme la Science reduction cette image, afin de fournir une référence de calibration radiométrique pour l'exploitation des données. Malheureusement cette étape s'est mal déroulée lors de nos acquisitions comme expliqué plus haut.

De nombreux problèmes dans l'écriture des fichiers de sortie des routines m'ont amené à réécrire moi-même certaines des informations de calibration. Notamment lors de la calibration spectrale que j'ai décidé de refaire moi-même en utilisant les méta-données WCS (World Coordinate System) des fichiers FITS (Flexible Image Transport System), tels que décrits dans [Greisen et al. \(2006\)](#).

2.3.2. Correction des contributions telluriques et solaires

Une fois les données réduites et prêtes à être exploitées, j'ai obtenu des spectres tel qu'illustré en rouge sur la Figure 2.11, ici sur un pixel d'une zone froide de Io. Ce spectre est représenté en unités arbitraires et normalisé par sa moyenne afin de le rendre comparable à d'autres spectres. En l'absence de chandelle standard pour la calibration absolue, nous pouvons envisager de recalibrer la réflectance des spectres sur notre modèle instrumental ou sur des valeurs issues de la littérature mais ce n'est pas primordial : en effet, contrairement à la calibration en longueur d'onde, ce point n'est pas critique car c'est par la forme et la position des bandes qu'il est possible d'identifier les silicates sans que le niveau en réflectance soit connu.

Le spectre solaire par lequel il faut diviser pour ne conserver que la partie thermique est en vert, et la transmission de l'atmosphère fournie par l'ESO est en bleu. Le spectre solaire utilisé ici n'est pas un corps noir théorique mais bien un résultat expérimental issu de [Fröhlich](#)

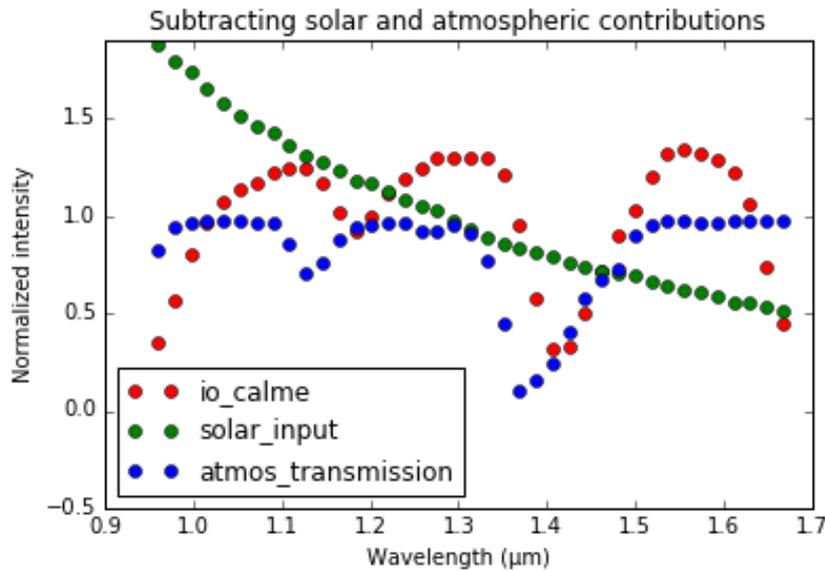


Fig. 2.11. : Spectre de Io par SPHERE dans une zone exempte de structures spatiales en rouge, spectre atmosphérique convolué à la résolution spectrale de SPHERE en bleu, et spectre solaire mesuré en vert. Tous ces spectres sont divisés par leur valeur moyenne pour les rendre comparables.

& Lean (2004) afin d'être au plus proche de la réalité. Les bandes telluriques principales dues à la vapeur d'eau, à 1.15 et 1.4 μm , doivent être corrigées pour permettre l'interprétation correcte des spectres mais elles permettent de montrer que la calibration spectrale des routines de l'ESO n'est pas bonne. Je l'ai donc faite sur ces bandes telluriques : en supposant leur position connue exactement, j'ai mesuré l'écart $\Delta\lambda$ entre chaque bande de mon spectre et de l'atmosphère et j'ai supposé que la dépendance de cet écart en λ était linéaire, ce qui se vérifie bien sur une gamme de longueur d'onde assez restreinte comme ici. J'ai ensuite appliqué la fonction affine de correction obtenue à mes spectres, ce qui donne le résultat de la Figure 2.12. La très faible résolution spectrale sur ces absorptions atmosphériques signifie aussi que d'éventuelles signatures de la surface d'Io à ces positions spectrales seront très difficiles à extraire car les modélisations permettant d'éliminer ces contributions telluriques (comme *molecfit* développé à l'ESO) ne sont utilisables qu'avec une bonne résolution.

On note sur tous les spectres une chute d'intensité aux bords du domaine : celle des basses longueurs d'onde est probablement en partie justifiée par la présence d'une autre bande atmosphérique ou par une différence de réponse des spectels, mais elle devient négligeable une fois le spectre divisé par le continuum solaire. Celle des grandes longueurs d'onde ne concerne en fait que deux spectels et est due à un bruit très élevé sur ce bord, les deux images du cube concernées seront d'ailleurs ignorées lors des analyses suivantes.

Enfin, on distingue sur l'image 2.13a un assombrissement centre-bord, qui est dû à l'angle d'incidence du rayonnement solaire, qu'il faut corriger pour passer d'une image en radiance au facteur de réflectance qui nous intéresse. Il faut pour cela diviser chaque image par le cosinus de l'angle d'incidence du rayonnement solaire sur le disque. Le point sub-solaire sur Io est connu à la date de l'observation, il s'agit donc de calculer l'angle d'incidence i au pixel n :

$$i = \arcsin\left(\frac{d_{0-n}}{R_{Io}}\right) \quad (2.5)$$

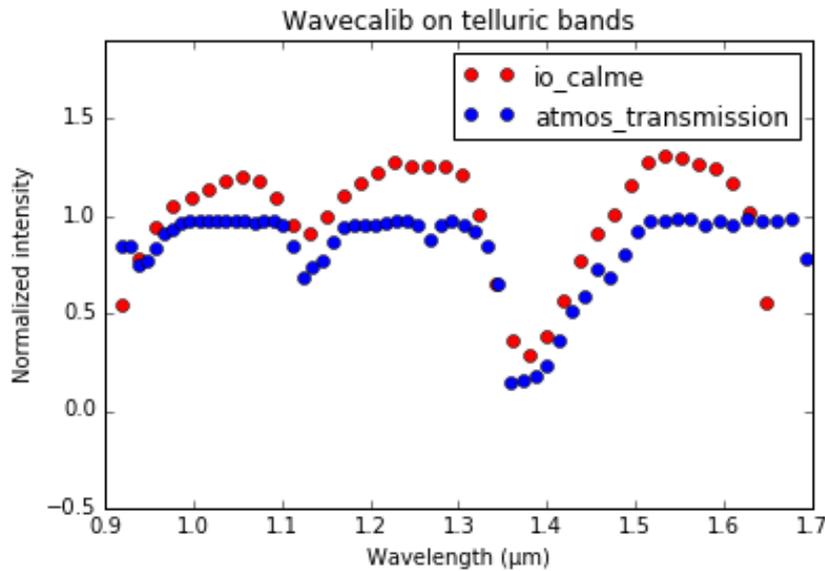
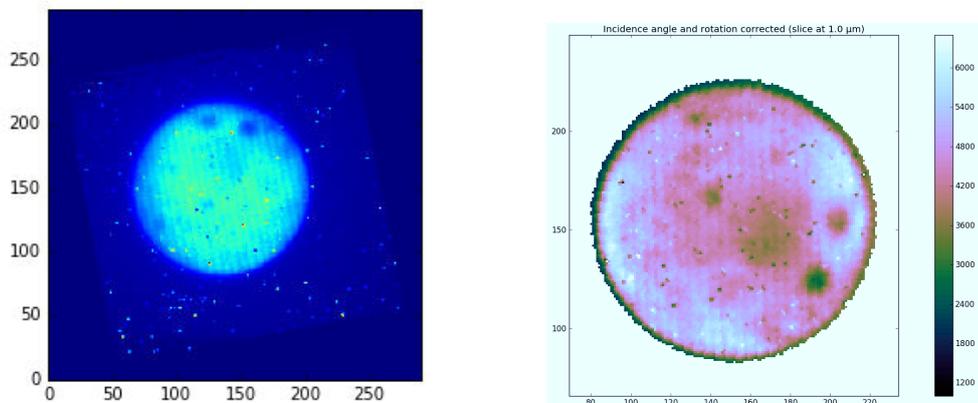


Fig. 2.12. : Même graphique que la Figure 2.11 avec correction de la calibration spectrale grâce aux bandes telluriques, en supposant une dépendance linéaire en longueur d'onde.

avec la distance d en pixels convertie en kilomètres entre le pixel considéré n et le pixel 0 subsolaire. Le résultat de cette correction est illustré en Figure 2.13b, sur laquelle l'orientation de la lune a également été corrigée pour avoir l'orientation Nord-Sud standard (d'après les cartes de référence de l'USGS). On constate que l'on a bien éliminé la sous-exposition des bords par rapport aux images brutes. Il existent bien sûr des méthodes de correction plus subtiles qui prennent en compte les propriétés de la surface, comme par exemple celle décrite par [Shkuratov et al. \(1999\)](#).

Il y a également une incertitude sur la détermination du limbe de Io, car à cause de cet effet d'angle d'incidence ceux-ci émettent très faiblement et se confondent donc dans le fond de ciel. La définition des bords que l'on peut observer sur la Figure 2.13b est donc le résultat d'un seuillage que j'ai appliqué en estimant le fond en bord d'image, loin de la source, mais cette définition reste entachée d'erreur.



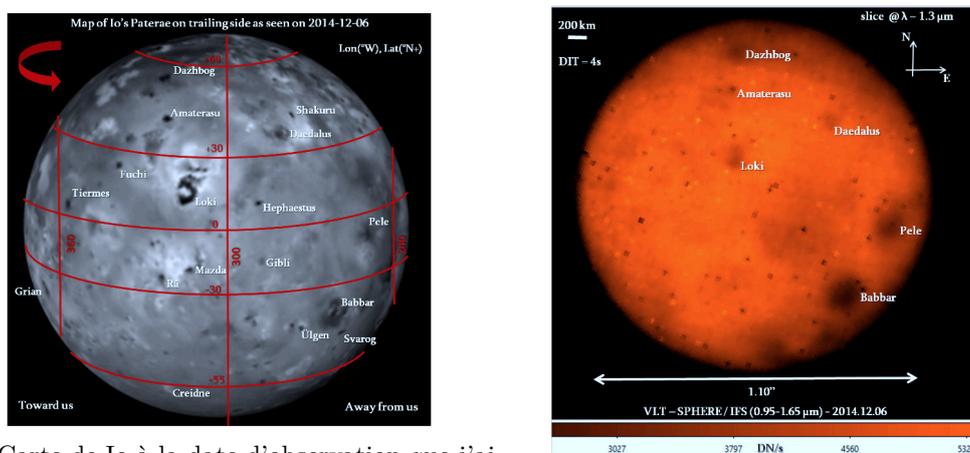
(a) Coupe dans un cube avant traitement.

(b) Image traitée de Io avec correction du cosinus de l'angle d'incidence solaire et de l'orientation.

Fig. 2.13.

2.3.3. Cartographie et étude préliminaire morphologique

L'identification des zones de la surface de Io sera évidemment d'une importance cruciale dans la suite de mon travail car les points chauds sont des régions répertoriées qu'il faut comparer aux catalogues existants et cela réduira le temps de recherche des points d'intérêt. On notera que les images traitées doivent encore être tournées de 100.7° dans le sens horaire pour retrouver l'orientation de Io avec le Nord en haut, qui est celle des cartes disponibles actuellement. Au vu de la résolution spatiale modérée de nos données, j'ai dû commencer par obtenir une vue haute résolution de Io (mosaïque Galileo/SSI) orientée exactement de la même manière et répertorier les zones remarquables à l'aide de cartes de points chauds déjà établies telles que celles de [Davies et al. \(2015\)](#), puis transposer cela à mes images. Le résultat de ce travail est en Figure 2.14.



(a) Carte de Io à la date d'observation que j'ai réalisée à partir d'une image Galileo/SSI. (b) Exemple d'image traitée et légendée.

Fig. 2.14.

Il faut noter que la cartographie des points chauds connus n'est pas un guide très fiable, car les variations d'activité sont fortes, seuls de très petites zones sont actives par moments, les zones sombres aisément repérables ne sont que rarement en période d'activité et n'atteignent donc pas des températures très élevées même si elles sont bien au-dessus de la moyenne de Io. Sur Loki Patera par exemple la température est rarement inférieure à 300 K, ce qui en fait donc un bon point de départ pour notre recherche de silicates, mais il faut regarder ailleurs pour atteindre des températures auxquelles nous sommes certains que les silicates sont visibles, telles que les 900 K déterminés dans la partie précédente.

Au vu de la faible quantité de données hyperspectrales disponibles dans notre domaine de longueurs d'onde, il semblait raisonnable d'effectuer une étude préliminaire en définissant une zone d'intérêt à partir de la morphologie de surface pour vérifier qu'aucune signature n'y était immédiatement visible avant de passer à l'analyse détaillée. J'ai donc effectué des comparaisons de spectres moyens dans et autour de Loki Patera, la zone dont la température descend le moins bas, afin de vérifier si les silicates n'étaient pas immédiatement visibles. La Figure 2.15 présente ce premier résultat avec en bleu le spectre moyenné sur 4 pixels spatiaux situés au centre de la caldera de Loki, en noir un spectre moyenné sur 4 pixels proches de Loki mais en dehors de la zone chaude a priori, et en rouge le rapport des deux pour comparaison. Ces spectres, comme tout ceux qui suivront, sont normalisés par leur moyenne et divisés par le continuum solaire, représentés avec ma propre calibration spectrale. On constate des résidus telluriques sur le ratio, attendus, et une nette différence de pente en bord de spectre vers $0.95 \mu\text{m}$. Cette dernière peut faire penser à des silicates, mais elle se trouve en bord de domaine où la transmission des optiques est moindre (cf. Figure 2.7), c'est pourquoi nous allons développer de nombreuses

autres approches et surtout des méthodes de vérification dans la suite.

Ce spectre, comme tous ceux de la suite, possède des barres d'erreurs très petites qui ne seront donc pas représentées. En effet, l'instrument possède un bruit de lecture et un courant d'obscurité négligeables, et on a vu que les niveaux de signal dans nos images sont d'environ 18000 DN, ce qui correspond à un rapport signal sur bruit de :

$$\frac{S}{B} = \frac{18000}{\sqrt{18000}} = 134 \quad (2.6)$$

Nos barres d'erreur seraient donc inférieures au pourcent de la valeur d'intensité spectrale. En revanche, les données sont largement dominées par des résidus telluriques et surtout des erreurs systématiques, comme on le voit bien sur cette Figure 2.15, qui comptent pour plusieurs dizaines de pourcents du signal mesuré, c'est donc sur ces aspects que nous allons nous concentrer.

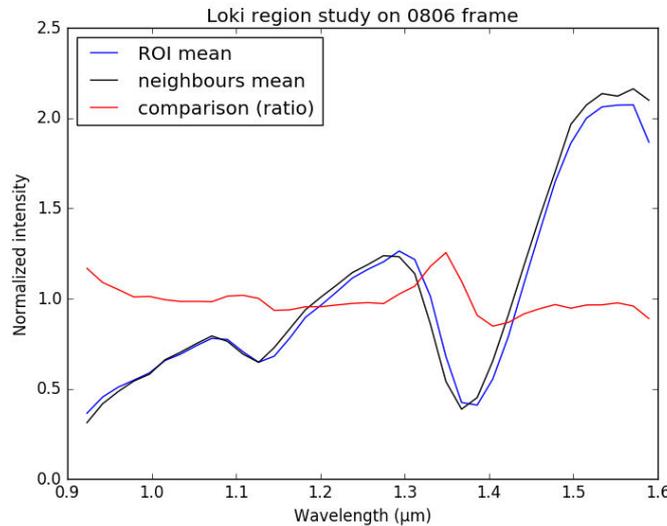


Fig. 2.15. : En bleu spectre moyen sur 4 pixels dans la zone de faible albédo correspondant à Loki Patera, en noir spectre moyen sur 4 pixels également pris autour de Loki. Rapport des deux spectres en rouge, faisant notamment apparaître des différences aux bords et des résidus telluriques.

2.4. Résultats pour la composante thermique

2.4.1. Carte de contribution thermique et choix de la grandeur mesurée

Dans un premier temps, afin de détecter les augmentations brutales de pente à droite du spectre qui indiqueraient une contribution thermique localement détectable et donc une température élevée, j'ai commencé par réaliser des cartes de rapports de raies. J'ai choisi de diviser l'image à 1.6 μm , hors de toute bande tellurique et au plus près de la contribution thermique attendue, par l'image à 1.5 μm , hors de toute bande tellurique également mais encore sur la pente de la contribution solaire pour les températures que nous attendons et d'après mes résultats de modélisation. Les points chauds devraient donc présenter une valeur plus importante pour ce ratio, ce qui semble se confirmer dans l'image 2.16 avec les points roses (correspondants à un facteur 2 environ par rapport au reste de l'image) mais leur répartition semble aléatoire

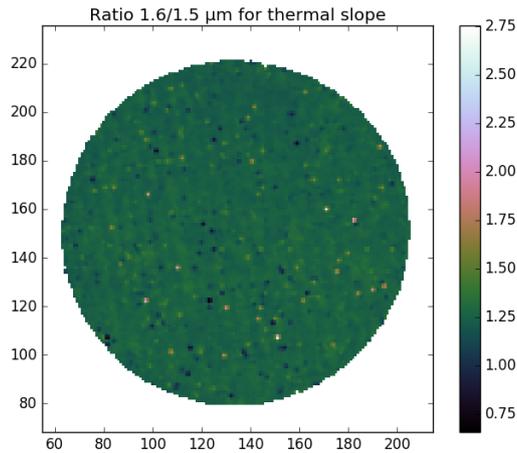


Fig. 2.16. : Carte de valeurs du rapport des images à 1.6 μm sur les images à 1.5 μm . Les fortes valeurs de ce ratio devraient correspondre à des points chauds.

et peut faire penser à du bruit puisque ces pics ne concernent qu'un seul pixel à chaque fois. Il était toutefois prévu que les zones assez chaudes pour dominer l'émission soient sub-pixel, il nous faut donc à présent des méthodes de vérification de la nature de ces points.

2.4.2. Bruit, erreurs systématiques et signal d'intérêt

Afin de différencier les variations de la grandeur mesurée (ici le rapport des intensités spectrales à 1.6 et 1.5 μm) qui peuvent être aléatoires de celles dues aux erreurs systématiques ou à la contribution thermique recherchée, j'ai commencé par tracer l'histogramme des valeurs de la carte précédente. On constate sur la Figure 2.17 que l'histogramme est globalement gaussien, ce qui est attendu si la carte ne contient que du bruit poissonnien qui tend vers une distribution gaussienne au vu de la taille de notre échantillon.

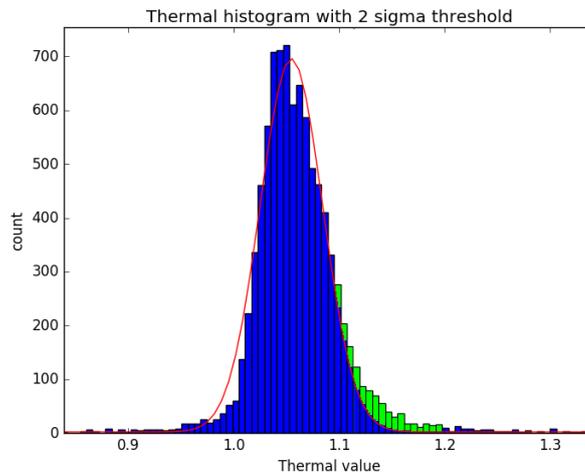


Fig. 2.17. : Histogramme, en bleu, des valeurs du rapport 1.6/1.5 μm dans chaque spectre du cube de données à 08h06. Ajustement gaussien en rouge et aile non-gaussienne en vert.

Mais en ajustant une gaussienne théorique sur cet histogramme, comme représenté en rouge ici, on constate une nette asymétrie avec une aile non-gaussienne à droite, c'est-à-dire aux hautes valeurs de ratio, supposées correspondre au flux thermique. J'ai donc repéré sur une carte les pixels pour lesquels le rapport de l'intensité spectrale à $1.6 \mu\text{m}$ sur celle à $1.5 \mu\text{m}$ se trouvait au-delà d'un seuil déterminé empiriquement sur l'histogramme et que j'ai placé ici à 3 sigmas de la gaussienne afin de ne conserver que la partie qui génère l'asymétrie. La carte résultante est en Figure 2.18, les bords ont été exclus de la détection pour éviter tout effet de mauvaise correction géométrique. On constate que cette détection n'est pas encore fiable car elle indique beaucoup plus de points chauds que l'on ne peut espérer en observer à la surface de Io. J'ai alors décidé d'utiliser un autre aspect de nos observations pour éliminer un maximum d'erreurs systématiques : le mouvement propre de la lune au cours des 10 minutes d'observation.

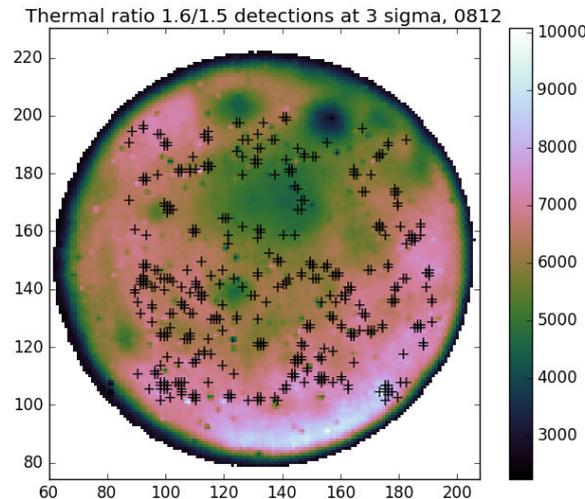


Fig. 2.18. : Carte de Io corrigée de l'incidence solaire mais non tournée, le nord est donc en bas à gauche. Chaque croix correspond à un pixel dont le spectre présente une valeur de ratio $1.6/1.5 \mu\text{m}$ située au-delà du seuil déterminé sur l'histogramme précédent. Cette carte est donc supposée correspondre à une carte de flux thermique, mais elle contient de nombreux artefacts.

Cette rotation est illustrée par les images de la Figure 2.19 qui correspondent à la première et la dernière acquisition de la plage de temps allouée. Io tournant sur elle-même en 1.769 jours (cf. table 1.1) elle a eu le temps de tourner d'environ 40 km à son équateur entre nos deux images, soit plus d'un pixel. Ce mouvement peut nous permettre de reconnaître le signal physique de surface en soustrayant les deux images les plus décalées : en effet les systématiques se trouveront au même endroit sur le capteur et seront donc supprimées mais pas les détections réelles qui devraient suivre la lune et donc être décalées d'un peu plus d'un pixel. Toutefois, il faut corriger les éventuelles erreurs de suivi du télescope d'une image à l'autre avant de pouvoir exploiter cet effet car il est du même ordre de grandeur. En effet le mouvement attendu correspondant à la rotation sur elle-même serait une diagonale vers le haut gauche de l'image d'environ un pixel selon chaque axe. Il faut préciser que sur les cartes que je présente ici l'orientation haut-bas ne correspond pas à la convention Nord-Sud de Io parce que je n'ai pas appliqué la rotation de 100.7° afin d'éviter toute interpolation.

Les deux images de différence de la figure Figure 2.20 représentent par des points blancs les pixels où une contribution élevée au ratio a été détectée mais qui ne se retrouvent pas au même endroit dans l'image prise 10 minutes plus tard. On constate malheureusement sur cette

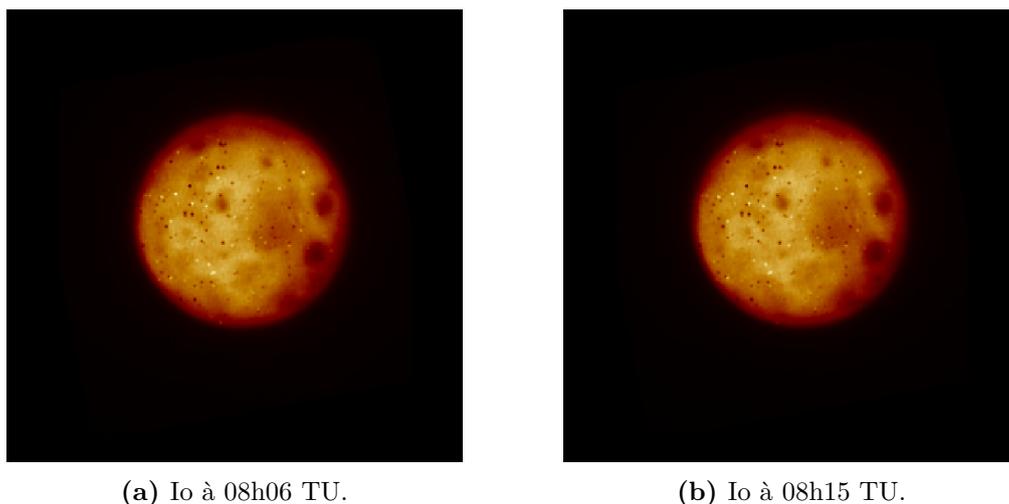
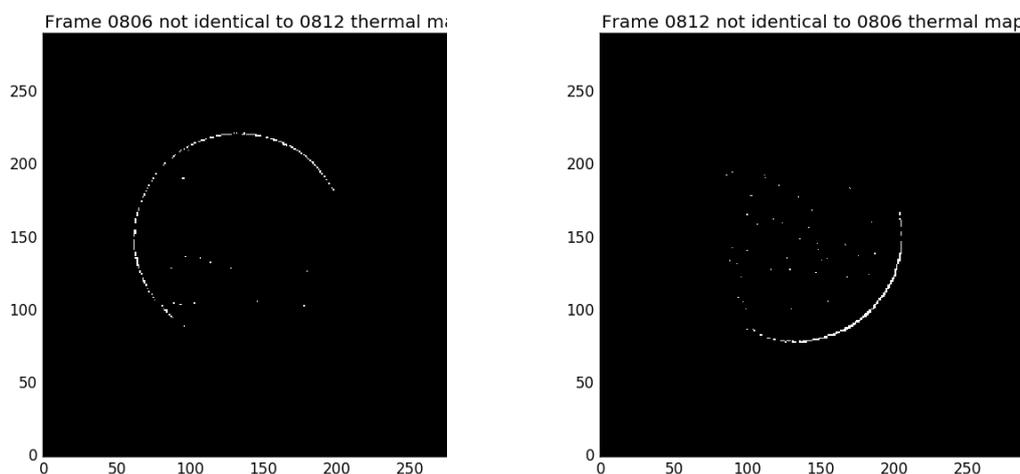


Fig. 2.19. : Coupes dans les cubes réduits mais non traités pour illustrer la rotation de la lune sur elle-même. On remarque notamment les points très clairs ou très sombres immobiles qui correspondent à des erreurs systématiques.

différence qu'aucun point n'a effectué le mouvement attendu, à savoir un décalage vers le haut gauche de l'image d'environ un pixel dans chaque direction : les différences constatées entre les deux images ne correspondent finalement qu'à des détections très proches du seuil, juste au-dessus de celui-ci à une date puis juste en-dessous. La détection de contribution thermique semble donc impossible dans notre jeu de données, aucune zone ne présente, d'après mes critères, de contribution thermique suffisamment significative pour affirmer la présence d'un point chaud actif.



(a) Carte de différences : détections dans le cube de 08h06 non présentes au même emplacement dans le cube de 08h15. **(b)** Carte de différences : détections dans le cube de 08h15 non présentes au même emplacement dans le cube de 08h06.

Fig. 2.20.

Ce résultat est probablement dû à la combinaison de plusieurs facteurs, avec en tout premier lieu la gamme spectrale de l'instrument peu adaptée à cette détection comme cela a déjà été discuté plus haut. Pour qu'un point chaud soit détecté dans cette gamme il faut qu'il soit à

une température particulièrement élevée, de l'ordre de 1000 K, or s'il est certain qu'au moins quelques points chauds actifs sont forcément présents à la surface d'un hémisphère complet de Io quel que soit le moment de l'observation, il est possible qu'aucun d'entre eux n'ait été à une température aussi élevée lors de nos acquisitions. Enfin, il est encore possible que de tels points chauds, détectables dans notre gamme, aient été présents mais sous-résolus dans les images si leur surface est trop faible ce qui expliquerait cette absence de détection.

2.5. Résultats pour la composante réfléchie

2.5.1. Définition de critères spectraux

Pour la recherche des silicates, qui se fera donc sans *a priori* géographique puisque les résultats sur la contribution thermique sont peu probants, j'ai commencé par chercher des études en laboratoire de divers types de silicates afin d'avoir un large panel de signatures spectrales à tester. En fonction de la composition exactes des minéraux silicatés, de leur abondance, de leur température et de la taille des grains observés, leurs bandes caractéristiques et les déformations de continuum qu'elles induisent peuvent varier considérablement en terme de largeur, de profondeur, et même de position en longueur d'onde. La Figure 2.21 rassemble quelques exemples de spectres les plus typiques que j'ai recherchés sur Io, issus de la proposition d'observation de J. Carter en 2014 qui a mené aux observations utilisées ici.

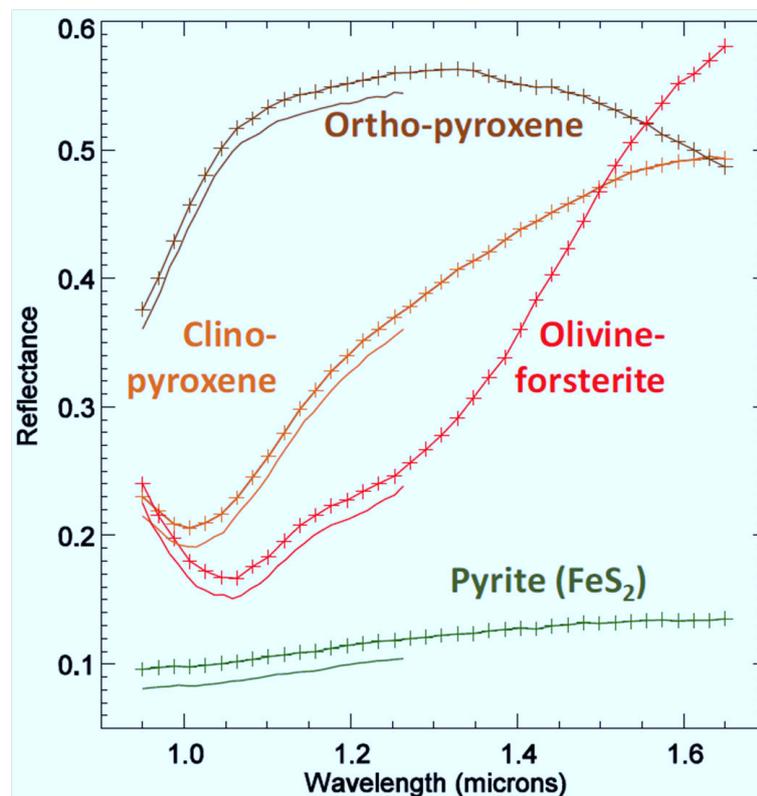


Fig. 2.21. : Résultats de mesures de spectres en laboratoires sur différents minéraux silicatés. *Extrait de la proposition d'observation de J. Carter 2014.*

Puisque nous ne savons pas à l'avance à quel type de silicates nous attendre et sous quelle forme, j'ai testé plusieurs mesures de grandeurs définies pour le spectre de tous les pixels. En outre nous savons que les zones avec les silicates à nu seront peu étendues et que leur signature

sera donc diluée dans le pixel. Il faudra probablement faire des moyennes dans les zones d'intérêt identifiées par un premier traitement systématique pour faire ressortir ce qui nous intéresse de manière plus significative. J'ai fait deux types de mesures sur les spectres : des mesures de pente par différence entre deux spectels et des mesures d'angle en définissant deux vecteurs à partir de plusieurs spectels puis en mesurant l'angle formé entre eux par produit scalaire.

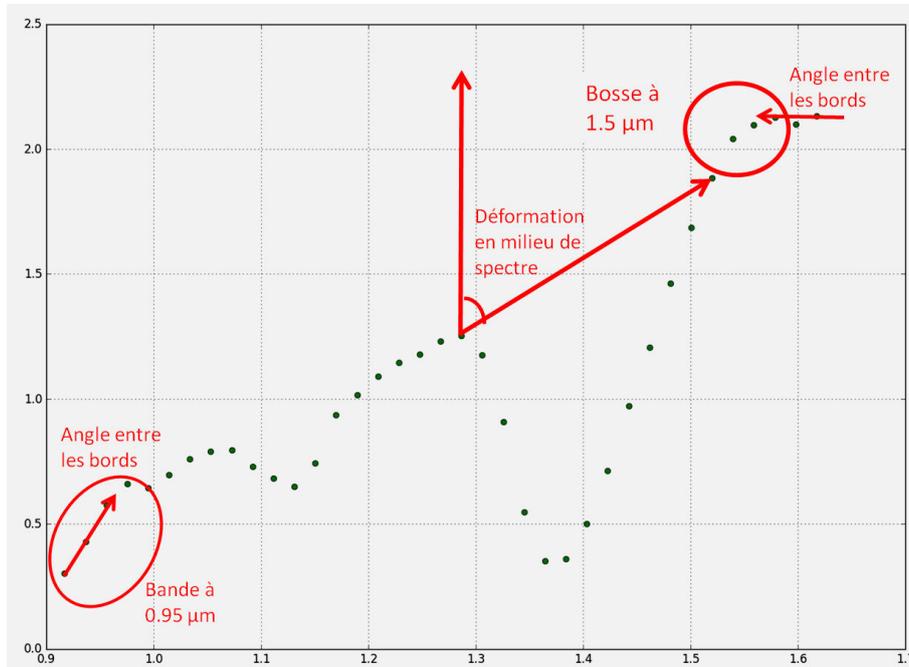


Fig. 2.22. : Illustration des quatre mesures que j'ai appliquées de manière systématiques sur tous les cubes. Ces grandeurs ont été définies par analogie avec les spectres précédents.

Les mesures définies sur la Figure 2.22 sont toutes motivées par une comparaison avec les spectres de référence de la Figure 2.21 :

- La mesure de pente à $0.95 \mu\text{m}$ est suggérée par la forte bande d'absorption des silicates à cet endroit et dont le centre peut se déplacer fortement selon la composition exacte du minéral.
- La mesure d'angle entre les bords extrêmes du spectre est suggérée par la forme très en cloche que peuvent prendre les spectres notamment lorsqu'ils sont riches en orthopyroxènes.
- La présence d'une bosse à $1.5 \mu\text{m}$ (mesurée par une pente de part et d'autre) est suggérée par les mélanges riches en pyroxène qui présentent cette déformation.
- Enfin la mesure d'angle par rapport à la verticale au centre du spectre a pour but principal d'évaluer la déformation du spectre dans cette région qui est plus ou moins prononcée selon le mélange entre olivine et pyroxène.

Cette dernière mesure est également motivée par le besoin d'avoir au moins une mesure loin des bords – qui sont peu fiables – tout en s'affranchissant au maximum des telluriques puisque le vecteur est positionné aux deux extrémités de la bande principale à $1.4 \mu\text{m}$.

Concernant le traitement des bandes telluriques, les légères variations d'état de l'atmosphère et surtout de calibration spectrale d'un pixel à l'autre m'ont empêché de les éliminer de manière systématique, en effet les divisions par un spectre de référence laissent toujours des résidus comme on pouvait déjà le constater dans le cas de Loki sur la Figure 2.15.

Enfin, il faut préciser qu'une étape de calibration de ces méthodes de détection aurait été souhaitable, c'est-à-dire l'application de ces méthodes aux données de spectres de laboratoire parfaitement connus afin de vérifier que les grandeurs mesurées font bien ressortir les signatures souhaitées, mais cela n'a pas été possible faute de temps et de disponibilité de données de spectres de laboratoire pris dans des conditions similaires à notre étude.

2.5.2. Recherche sur ces critères

Les grandeurs que j'ai mesurées, cartographiées, et confrontées à mes outils de vérification présentés plus haut ont fourni les résultats suivants : le traitement systématique consistait à mesurer la grandeur sur tout le disque de Io, à faire un histogramme de ces valeurs, placer sur celui-ci un seuil à l'œil par rapport à la gaussienne ajustée dessus, puis tracer la carte des détections supérieures à ce seuil aux deux dates différentes, 08h06 et 08h15. Enfin, je soustrais les deux cartes et je cherche quels pixels présentent un déplacement de l'une à l'autre allant dans le bon sens, c'est-à-dire environ un ou deux pixels de l'ouest vers l'est.

Des cartes de valeur de critère peuvent alors être établies, telle que celle de la Figure 2.23 dont les bords ont été exclus pour éviter les effets de mauvaises corrections géométriques. On notera que ces cartes ne sont pas projetées géographiquement car nous recherchons des signatures sub-pixel et la moindre interpolation pourrait donc les affecter, la projection n'étant pas nécessaire pour ces étapes de détection j'ai préféré ne pas l'implémenter.

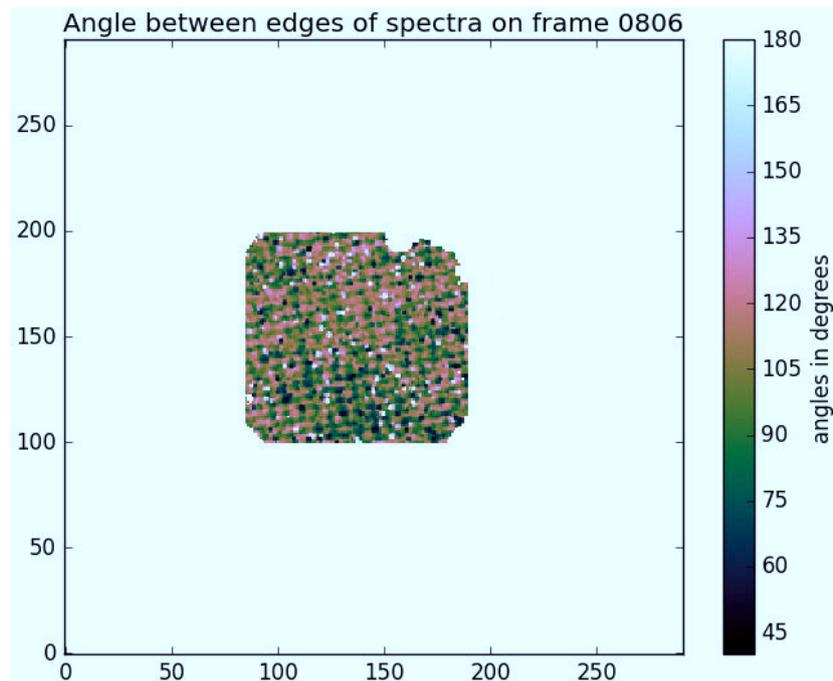


Fig. 2.23. : Carte inscrite sur le disque de Io représentant les valeurs d'angle de déformation du spectre aux bords.

Les quelques cas intéressants, c'est-à-dire présentant un déplacement suivant celui de Io, font ensuite l'objet d'une étude détaillée des spectres dans la zone ainsi découverte. La soustraction des images de détection aux deux dates s'est presque toujours conclue par l'élimination de la quasi totalité des candidats, je présente toutefois ici l'analyse poussée des spectres dans le cas de la mesure d'angle entre les bords extrêmes, et dans celui de la mesure de déformation au centre par l'angle avec la verticale puisque ce sont ceux qui ont livré les résultats les plus intéressants.

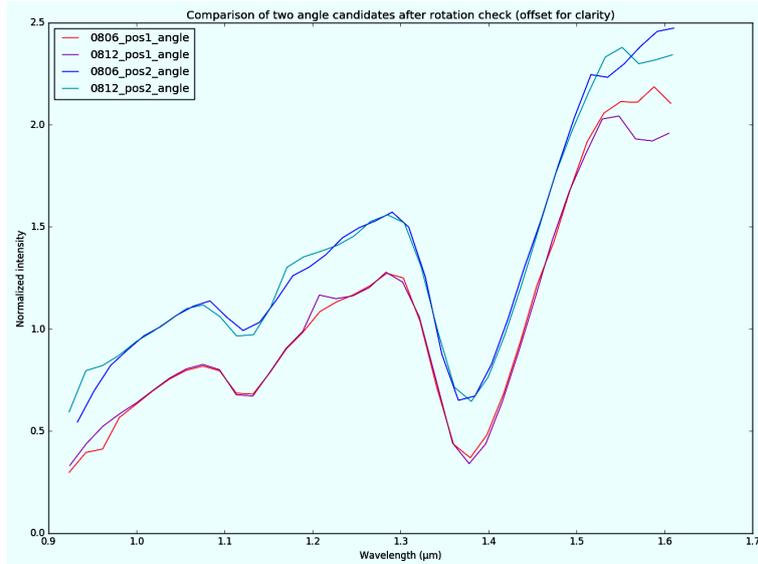


Fig. 2.24. : Spectres moyens sur 4 pixels de zones présentant de fortes déformations aux bords à 0.95 et 1.6 μm . En rouge et en violet spectre d'une même zone dans le cube à 08h06 et 08h15 respectivement, et pour une autre zone en bleu clair et bleu foncé. On constate que les déformations aux bords sont certes marquées mais de formes très différentes d'une date à l'autre pour une même zone. Le décalage vertical est introduit pour la lisibilité.

On constate sur la Figure 2.24 que les deux détections présumées ne sont que le fruit du hasard, les bords de spectres étant peu fiables, deux déformations – difficilement attribuables à des bandes d'absorption – dans des sens opposés de ces bords de spectre entre les données à 08h06 et celles à 08h15 ont créées l'artefact que les cartes ont faites ressortir.

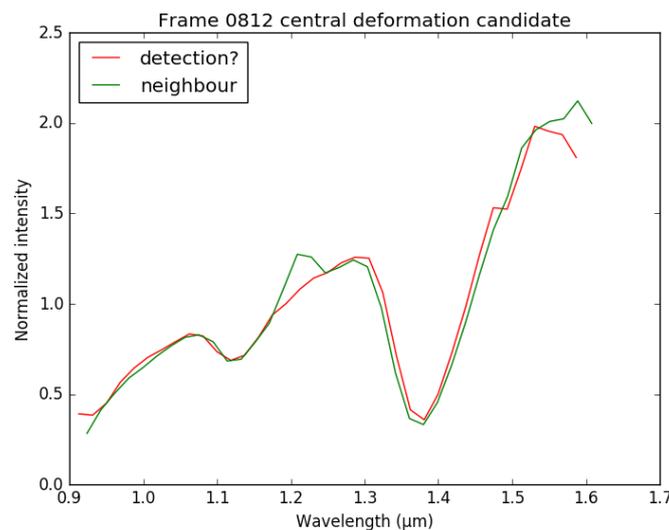


Fig. 2.25. : Spectre du pixel situé en (107,149) en rouge qui présente un fort angle par rapport à la verticale autour de 1.4 μm . En vert spectre moyen sur 4 pixels de la zone environnante. Données du cube à 08h15.

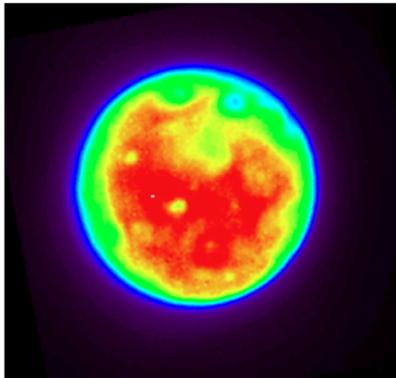
De même sur la Figure 2.25 où cette fois un seul pixel semblait avoir une origine physique sur les cartes de différence. J'ai donc extrait le spectre de ce pixel et l'ai comparé à un spectre moyen

de la zone environnante, ce qui permet de constater une chute d'intensité sur un seul spectel à $1.5 \mu\text{m}$ dans le spectre d'intérêt, au bord de la bande tellurique où je défini l'extrémité du vecteur servant à la mesure d'angle. L'origine de cette fausse détection est donc probablement un artefact systématique.

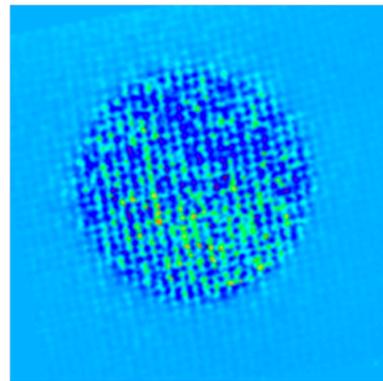
À l'issue de cette recherche, je n'ai donc malheureusement pu identifier aucune zone de la surface présentant des signatures spectrales que j'avais définies comme caractéristique de certains silicates, du moins pas avec ces méthodes et de manière fiable.

2.5.3. Recherche par Analyse en Composantes Principales

Puisque notre première méthode basée sur des critères spectraux de silicates n'a permis d'établir aucune conclusion fiable, j'ai ensuite utilisé une approche plus large : l'analyse en composantes principales, ou PCA. Il s'agit d'une méthode statistique sans a priori qui consiste à projeter les cubes spectraux sur une base construite à partir de sa matrice de covariance de manière à affecter des valeurs propres élevées aux caractéristiques spectrales (vecteurs propres) variants fortement spatialement, qui ne sont donc pas du bruit a priori mais soit du signal physique soit des systématiques. Le principe de l'algorithme est décrit par exemple dans [Soummer et al. \(2012\)](#).



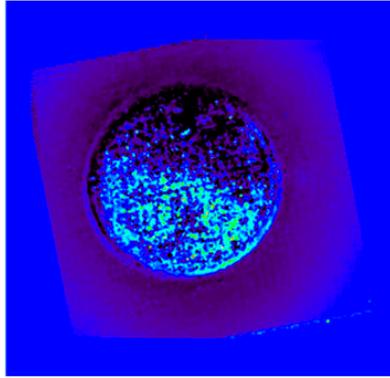
(a) Carte de valeurs propres de la couche 1 produite par la PCA, presque identifiable à une carte d'albédo.



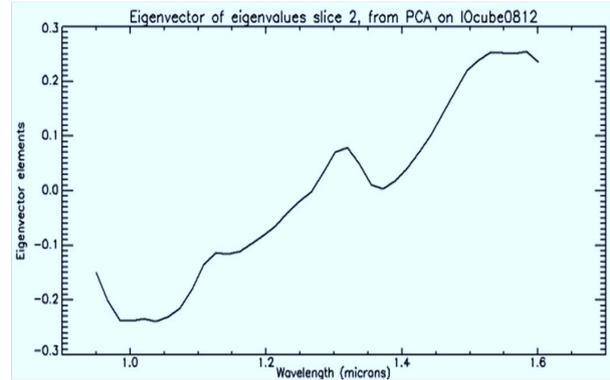
(b) Carte de valeurs propres de la couche 2 produite par la PCA, faisant notamment ressortir les artefacts instrumentaux tel que la forme de trame.

Fig. 2.26.

Le cube obtenu par cette méthode possède autant de cartes de valeurs propres (ou couches) que de points selon la dimension spectrale dans les données d'origine. À chacune de ces couches est associé un vecteur propre et on trie le cube dans l'ordre décroissant de poids des vecteurs propres. Selon cet ordre, la première carte de valeurs propres fait bien ressortir, comme attendu avec cette méthode, les variations d'albédo de la surface, puis en deuxième couche les artefacts instrumentaux les plus importants (Figure 2.26). Les dernières cartes ne correspondent quant à elles qu'à du bruit, le signal physique significatif est donc attendu dans les cartes dont le poids suit juste les artefacts instrumentaux. En effet la couche 3 (Figure 2.27) fait ressortir une pente globale, que j'identifie comme la pente du continuum solaire puisque ce dernier n'est pas corrigé sur les cubes utilisés lors de la PCA. En revanche, la carte de valeurs propres montre une variabilité forte de cette pente, que j'ai donc cherché à caractériser de manière classique en mesurant l'angle de déformation des spectres d'une moitié à l'autre, ajoutant ainsi un cinquième critère aux quatre précédents.



(a) Carte de valeurs propres de la couche 3 produite par la PCA. Les couleurs claires codent une variabilité plus grande par rapport au vecteur propre de droite.



(b) Vecteur propre généré par la PCA correspondant à la troisième couche. Il représente la tendance moyenne dans les spectres de troisième plus fort poids.

Fig. 2.27.

Les histogrammes résultants montrent une différence globale entre les hémisphères nord et sud de plus de 2° et de nombreuses variations locales : j'ai donc également défini une zone d'intérêt, en Figure 2.28, dans l'hémisphère nord qui présentait une géométrie surprenante avec des variations spectrales fortes selon une couronne entourant une zone centrale (de quelques pixels) où la variabilité était très faible. Même en durcissant le seuil de détection, la forme globale – une sorte de cirque – reste présente ce qui indiquerait une véritable structure morphologique. Le spectre résultant est présenté en Figure 2.29 avec une moyenne faite sur les 30 pixels appartenant à la zone en couronne de variabilité forte en bleu et une moyenne similaire faite sur la zone centrale en vert. La pente du rapport de ces deux spectres (en rouge) n'est que de 1.3° mais cette dernière augmente jusqu'à 2.5° en interpolant le résidu tellurique à $1.4 \mu\text{m}$. Cette différence de pente, très fiable car mesurée en moyennant les extrémités des vecteurs sur 3 spectels et en moyennant spatialement sur 30 pixels pour chaque zone, semble essentiellement due à une bande d'absorption autour de $1.3 \mu\text{m}$ pour le spectre d'intérêt par rapport à un spectre "normal" de la surface environnante. Sa significativité m'a semblé renforcée par le fait que cette absorption soit constituée de 3 à 4 spectels comme on peut le voir sur la courbe de ratio de la Figure 2.29. Des fluctuations importantes sur plusieurs spectels également sont visibles dans cette même gamme spectrale sur les Figures 2.24 et 2.25.

Nous n'avons pas réussi à identifier formellement l'origine physique de cette bande, si elle est réelle, mais elle est différente de la bande détectée par NIMS mais toujours non attribuée à $1.15 \mu\text{m}$. Cela peut correspondre à une différence de nature de terrain, par exemple avec des grains très fins, ou à une espèce chimique peut-être déposée là par une formation volcanique récente au centre du cirque. Il n'est bien sûr pas certain que cette espèce chimique soit inconnue à la surface de Io au vu des différences spectrales que peuvent induire les conditions in situ.

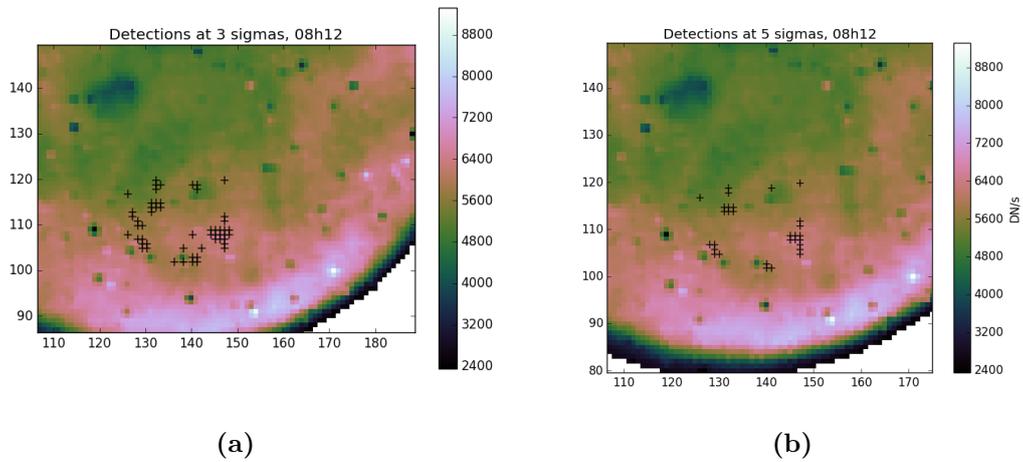


Fig. 2.28. : Zone d'intérêt dans l'hémisphère nord identifiée comme présentant de fortes variations de pente spectrale au niveau des pixels marqués d'une croix, avec un critère d'angle du spectre supérieur à 3σ de la gaussienne à gauche, et supérieur à 5σ à droite.

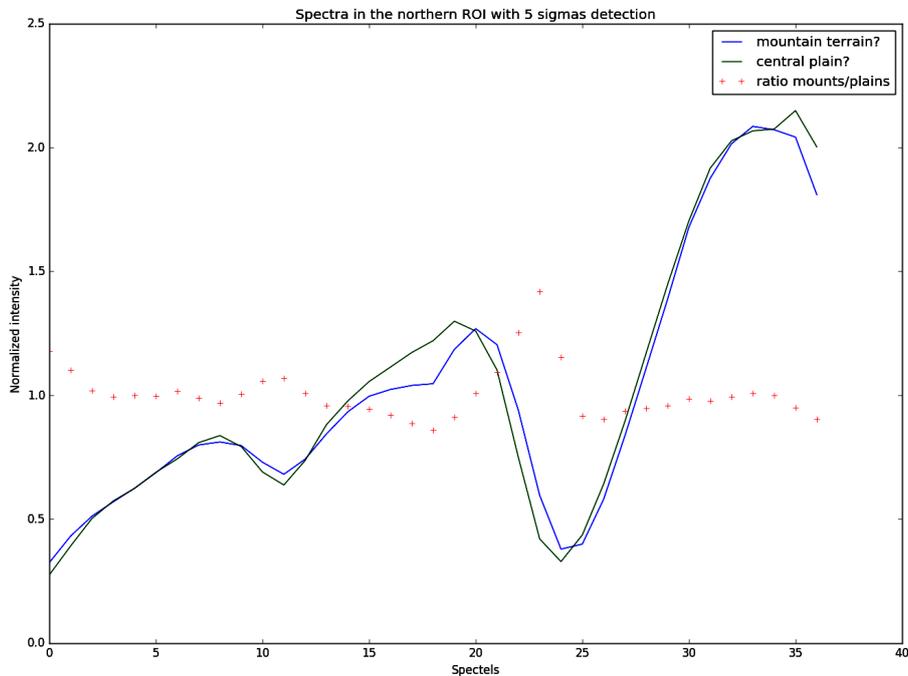


Fig. 2.29. : Spectres moyens sur 30 pixels correspondant à une zone d'intérêt en terme de variabilité de pente globale de spectre révélée par la PCA en bleu, et en dehors de cette zone d'intérêt en vert. Le rapport des deux spectres est en rouge.

2.6. Artefacts instrumentaux

Afin de vérifier que cette identification par PCA n'est pas un artefact instrumental, j'ai réduit un nouveau jeu de données avec la même méthode que décrit plus haut : il s'agit des données acquises pour la réalisation des flat-field de l'instrument, avec des lampes à large continuum spectral. En générant un cube hyperspectral de ces données, j'ai alors pu constater qu'il contenait de nombreuses signatures spectrales, d'une intensité relative de quelques pourcents (similaire à notre objectif), alors que les sources de flat-field sont supposées en être exemptes. À cause du mode d'acquisition de SPHERE utilisant une image unique pour reconstruire le cube, ces signatures présentent une distribution spatiale différente selon la longueur d'onde considérée. J'ai notamment pu corrélérer la plupart des zones de détection de cette absorption candidate à $1.3 \mu\text{m}$ avec ces artefacts.

J'ai eu l'opportunité plus tard dans ma thèse de collaborer avec une équipe du CRAL et plus particulièrement avec Anthony Berdeu, spécialisé dans le traitement du signal, sur une réduction plus fiable de ces données SPHERE afin notamment d'en éliminer les artefacts. Le résultat est présenté à la Figure 2.30, où l'on constate que les réductions que j'ai utilisées en pointillés sont soit décalées spectralement comme pour le spectre rouge, soit comportent des artefacts spectraux comme pour le spectre noir correspondant à une autre zone spatiale sur Io. Les spectres en traits pleins représentent le résultat de la meilleure réduction obtenue par Anthony Berdeu, dont la variabilité sur le disque de la lune volcanique est très faible, la recherche des critères spectraux des silicates que j'ai pu refaire sur cette nouvelle base ne fournissant aucune détection avec les seuils utilisés ici. Les signatures recherchées n'étant attendues que sur de faibles surfaces, l'établissement de cette limite de détection m'a montré l'importance de certaines des performances attendues de MAJIS comme la faible disparité de réponse spectel à spectel pour ne pas créer de tels artefacts ou les faibles niveaux de lumières parasites qui augmentent la dilution spatiale du signal.

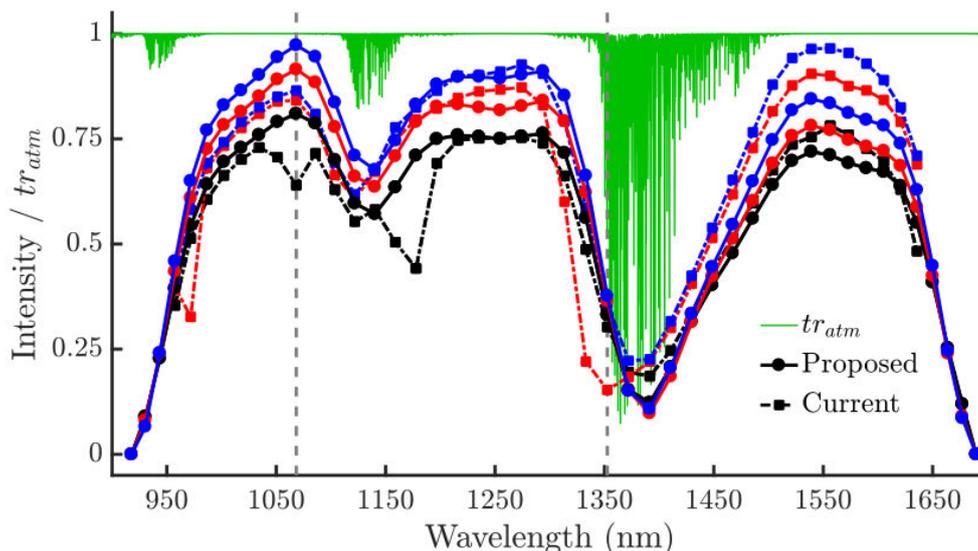


Fig. 2.30. : Comparaison de spectres d'Io acquis par SPHERE à différentes positions spatiales, selon les couleurs, avec deux méthodes de réduction : en pointillés celle que j'ai utilisée en premier issue du pipeline de l'ESO, et en traits pleins celle développée par Anthony Berdeu au CRAL. La transmission atmosphérique est représentée en vert à la résolution du modèle ESO, elle est convoluée à la résolution de SPHERE sur la Figure 2.11. *Figure réalisée par A. Berdeu*

Caractériser les détecteurs infrarouge de MAJIS : méthodes, solutions expérimentales et résultats

3.1	Pourquoi et comment caractériser	88
3.1.1	Fonctionnement d'un détecteur	88
3.1.2	Définition des grandeurs à caractériser	92
3.2	Réalisation expérimentale d'une caractérisation	94
3.2.1	Configurations de test implémentées pour MAJIS	94
3.2.1.1	Configuration 1 : deux versions, cuves VENUS puis BIRD	95
3.2.1.2	Configuration 2	95
3.2.2	Tests réalisés	97
3.3	Mise en œuvre des mesures et résultats pour les détecteurs Sofradir	99
3.3.1	Niveau zéro ou offset	99
3.3.1.1	Principe de la mesure	99
3.3.1.2	Résultats	99
3.3.2	Pixels défectueux	100
3.3.2.1	Principe de la mesure	100
3.3.2.2	Résultats	102
3.3.3	Bruit de lecture (RON)	104
3.3.3.1	Principe de la mesure	104
3.3.3.2	Résultats	105
3.3.4	Linéarité du courant d'obscurité en temps d'intégration	106
3.3.4.1	Principe de la mesure	106
3.3.4.2	Résultats	108
3.3.5	Évolution du courant d'obscurité avec la température détecteur	109
3.3.5.1	Principe de la mesure	109
3.3.5.2	Résultats	109
3.3.6	Linéarité en flux et profondeur de puits	111
3.3.6.1	Principe de la mesure	111
3.3.6.2	Résultats	112

3.3.7	Inhomogénéités de la réponse spatiale : Flat-Field	114
3.3.7.1	Principe de la mesure	114
3.3.7.2	Résultats	115
3.3.8	Efficacité quantique (QE)	119
3.3.8.1	Principe de la mesure	119
3.3.8.2	Résultats	120
3.4	Conséquences pour le développement des bancs de caractérisation MAJIS	121
3.4.1	Performances des mesures	121
3.4.2	Axes d'amélioration pour les détecteurs HIRG	123

3.1. Pourquoi et comment caractériser

3.1.1. Fonctionnement d'un détecteur

Pour acquérir des images dans les domaines du visible et de l'infrarouge, la méthode la plus couramment utilisée pour détecter et compter les photons incidents (*ie* former une image) implique d'utiliser l'effet photoélectrique sur un semi-conducteur : les alliages de matériaux les plus couramment utilisés sont le Si, InGaAs, InSb ou encore HgCdTe (Tissot, 2002). La répartition des derniers niveaux d'énergie peuplés d'électrons dans ces matériaux semi-conducteurs est illustrée par la Figure 3.1, comparée aux cas des isolants et des conducteurs. La largeur de l'écart en énergie ΔE entre la bande de valence et la bande de conduction peut être précisément fixée en modifiant les alliages de matériaux, le but étant que cet écart soit proche de l'énergie correspondante à la longueur d'onde typique des photons $E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}$ que l'on cherche à détecter. Par conséquent, pour des caméras sensibles dans le visible cet écart sera d'environ 2 eV alors qu'il sera plutôt inférieur à 1 eV pour travailler dans l'infrarouge.

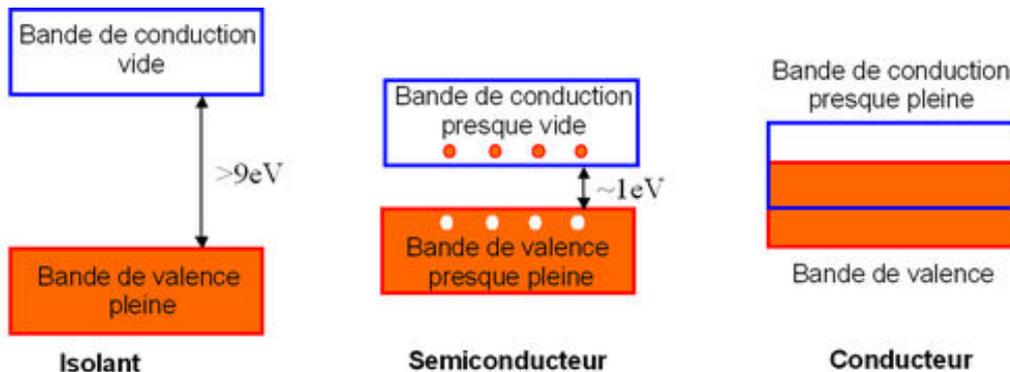


Fig. 3.1. : Niveaux d'énergie hauts dans des matériaux isolants, semi-conducteurs et conducteurs

Pour former des images, ces matériaux sont ensuite structurés en matrices de pixels. Il existe plusieurs méthodes pour constituer un pixel à partir de la croissance d'un cristal semi-conducteur, la solution utilisée dans les détecteurs HgCdTe de MAJIS est représentée en Figure 3.2 et peut être décrite comme une jonction p-n. Son fonctionnement est par exemple détaillé dans l'article de revue de (Lei et al., 2015). En effet, dans une jonction p-n, les charges négatives migrent depuis le matériau dopé de type n pour saturer les liaisons covalentes libres du matériau de type p adjacent. Les porteurs de charge déplacés établissent donc un champ électrique à travers la jonction, établissant une zone intermédiaire appauvrie en porteurs de charge libres. Cette

zone déplétée est donc à la fois chargée et hautement résistive. La force du champ électrique et la taille de la zone déplétée peuvent être augmentées en appliquant un champ électrique externe ("polarisation"). Cette polarisation correspond à la remise à zéro (Reset) initiale appliquée au début de l'intégration d'une image par la caméra. Lorsqu'un photon incident est absorbé par le matériau photosensible, il crée une paire électron-trou libre qui dérive dans le matériau et peut se recombiner rapidement. Cependant, si la mobilité du porteur de charge (trou dans un matériau de type n) est suffisamment élevée, il atteindra la région d'appauvrissement avant de se recombiner et sera transporté de l'autre côté de la jonction par le champ électrique. Là, dans la région de type p, il se recombinera avec l'un des électrons des trous ionisés, provoquant une réduction de la tension à travers la jonction. Ce changement de tension peut être mesuré et, étant proportionnel au nombre de charges photo-générées, fournit une mesure directe des photons incidents sur chaque pixel.

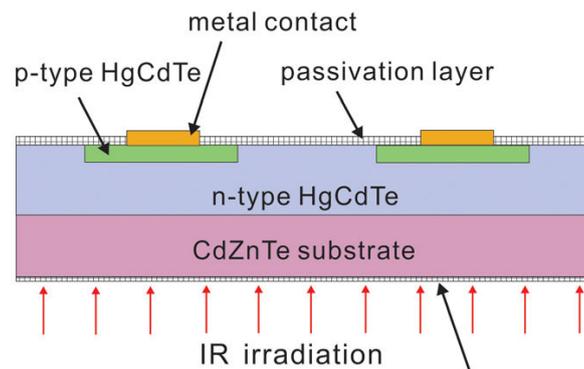


Fig. 3.2. : Schéma de la structure de deux pixels de détecteur CMOS HgCdTe dopé p sur n, similaire aux détecteurs de vol H1RG de MAJIS. Ici le substrat de CdZnTe sur lequel croît le cristal semi-conducteur n'est pas retiré, contrairement aux H1RG. *Schéma issu de Lei et al. (2015)*

Lorsque l'intégration est terminée, la lecture dépend du type de détecteur considéré : CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) ou CCD (*Charge Coupled Device*). Dans le cas d'un CMOS, la tension est mesurée par une électronique située directement sous le pixel lui-même, à laquelle il est relié (ou hybridé) par une jonction en Indium appelée "metal contact" sur la Figure 3.2. C'est donc la tension lue sous chaque pixel, et non la charge, qui est ensuite transmise dans les circuits de lecture et stockée comme image après conversion en signal numérique par un convertisseur analogique-numérique (ADC). Dans le cas d'un CCD, le potentiel électrique du pixel adjacent est modifié pour que la charge d'électrons ainsi accumulée soit transférée de proche en proche jusqu'à la fin d'une ligne ou d'une colonne de pixels. Chaque charge est ainsi transportée jusqu'à un amplificateur qui la transforme en tension puis un ADC récupère ce signal et le transmet sous forme d'image, ce qui marque la fin de la lecture. Selon le modèle de détecteur, il peut y avoir plus d'un ADC : on appelle alors canaux vidéos les groupes de lignes ou de colonnes reliés à un même ADC. Ces processus de lecture, détaillés par (Magnan, 2003), sont illustrés par la Figure 3.3.

Les valeurs de chaque pixel dans l'image ainsi obtenue sont codées en unités arbitraires notées DN (Digital Numbers) ou ADU (Analog to Digital Units) qui sont proportionnelles à la charge d'électrons accumulée avec un facteur de proportionnalité qui est le gain de l'ADC exprimé en e^-/DN . Comme tout signal numérique, les valeurs en DN de l'image sont codées sur un certain nombre de bits, par exemple pour 16 bits on aura $2^{16} = 65536$ valeurs possibles. Cette charge d'électrons accumulée est elle-même proportionnelle au nombre de photons incidents durant l'intégration, mais avec un facteur différent de 1 car l'efficacité de conversion dépend de la

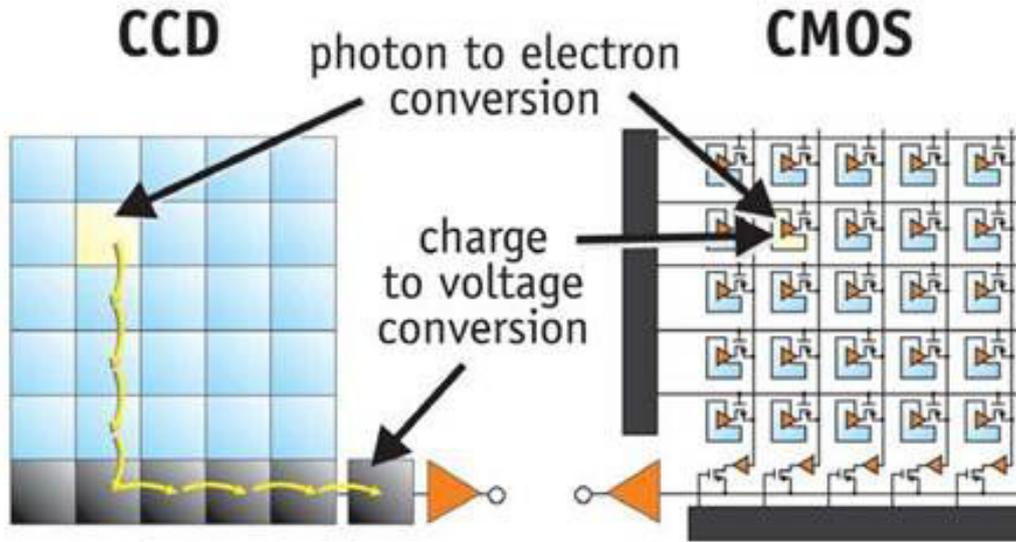


Fig. 3.3. : Comparaison entre une matrice CCD et CMOS : le mode de lecture d'une CCD requiert le transfert des charges de proche en proche alors que dans le cas d'un CMOS le circuit de lecture est hybridé à chaque pixel par les jonctions Indium. Schéma issu de [Luštica \(2011\)](#)

distribution en énergie de ces photons et donc de la longueur d'onde ([Piquette et al., 2008](#)). Ce facteur est appelé efficacité quantique ou QE (*quantum efficiency*) et la mesure de sa valeur en fonction de la longueur d'onde est un point crucial de la caractérisation d'un détecteur.

De nombreux phénomènes se produisent dans ce contexte qui viennent complexifier le comptage des photons de la cible astrophysique que l'on souhaite. En premier lieu, comme le montre également la Figure 3.1, si on laisse l'intégration se prolonger trop longtemps ou si la cible est trop lumineuse la quantité d'électrons promus dans la bande de conduction sera si importante que le semi-conducteur se comportera alors comme un conducteur et la génération de paires électron-trou ne sera plus possible, faisant perdre de l'information. Il s'agit de la saturation du pixel, dont on dit qu'il possède une certaine profondeur de puits quantique c'est-à-dire une certaine capacité à accumuler les électrons avant de saturer ([Magnan, 2003](#)). La valeur de saturation ne doit donc jamais être atteinte lors d'une acquisition sous peine de perte d'information, ce qui impose un choix judicieux du temps d'intégration.

En outre, il existe un autre phénomène que l'effet photoélectrique capable de créer des paires électron-trou dans le semi-conducteur : il s'agit de l'agitation thermique. La chaleur régnant dans le capteur va en effet fournir suffisamment d'énergie aux pixels pour générer des charges, cette partie du signal est appelée courant d'obscurité puisqu'il est présent même lorsque la caméra n'est pas exposée aux photons du ciel. Le courant d'obscurité ou Dark est donc lui aussi un effet cumulatif avec le temps de pose tout comme la génération de photo-électrons. Sa dépendance avec la température peut être vue comme exponentielle au premier ordre dans la plupart des cas, mais sa forme théorique est celle de la somme de deux lois d'Arrhénius ([Widenhorn et al., 2002](#)) :

$$S_{Dark} = A \cdot T^3 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) + B \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3.1)$$

Où l'on a :

- S_{Dark} : le signal du courant d'obscurité
- A, B : les préfacteurs
- E_g : l'énergie d'activation (*gap*) propre au semi-conducteur considéré
- k_B : la constante de Boltzmann
- T : la température du détecteur

Même si le capteur est refroidi à une température très faible et si on sélectionne le temps de pose le plus faible possible, l'image obtenue n'aura pas tous ses niveaux à 0 DN : le circuit électronique de lecture ajoute toujours un signal minimum, appelé offset de lecture (Beletic et al., 2008), et il existe des pixels dont la valeur est toujours à son maximum ou presque, on parle de pixels morts ou "chauds" qui souffrent d'un défaut de fabrication lors du dépôt de la couche cristalline de semi-conducteur et ne seront pas utilisables.

Enfin, il faut noter que les processus de fabrication d'un capteur CMOS ne permettent pas l'obtention d'une réponse spatialement homogène de tous les pixels même s'ils sont exposés exactement au même flux de photons. Les valeurs de gain et de QE sont légèrement différentes d'un pixel à un autre, ce qui crée des inhomogénéités intrinsèques au capteur pouvant aller jusqu'à 10 ou 20 % de la moyenne de l'image.

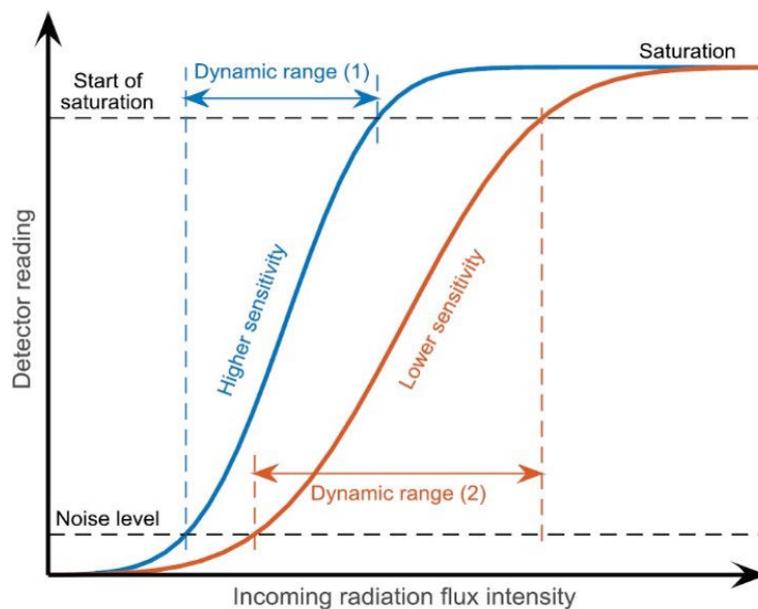


Fig. 3.4. : Évolution de la valeur du signal en DN d'un pixel de capteur CMOS en fonction du temps de pose. *Figure issue de Romm et al. (2016)*

En connaissant tous ces effets, on peut anticiper l'allure du signal lu sur un pixel en fonction du temps de pose au cours de l'observation d'une source lumineuse. C'est l'objet de la Figure 3.4 qui illustre le comportement linéaire d'un pixel : à très faible temps de pose l'offset de lecture est dominant, tandis qu'à fort temps de pose on approche de la saturation ce qui fait chuter l'efficacité de conversion photon/électron. Entre ces deux extrêmes, le comportement attendu est linéaire, mais certains pixels peuvent avoir des écarts à la linéarité importants. Plus la gamme de niveaux de signal sur laquelle le pixel est linéaire sera large, plus on dira qu'il a une grande gamme dynamique, c'est-à-dire une grande plage de valeurs sur laquelle il est utilisable comme mesure fiable du signal lumineux incident. Le critère utilisé en général pour déterminer la sortie

du régime dominé par l'offset et l'entrée dans le régime de saturation est un écart relatif à la linéarité de 2%, qui sera utilisé dans la suite.

3.1.2. Définition des grandeurs à caractériser

On constate donc que les paramètres qui influent sur le signal final délivré par un détecteur sont nombreux et peuvent aisément varier d'un détecteur à un autre. Ils vont même varier d'un pixel à un autre sur une même matrice, c'est pourquoi ils sont la plupart du temps mesurés sous forme d'une carte de valeurs. Or, on a vu en section 1.4 la nécessité de connaître les paramètres de fonctionnement des sous-systèmes de l'instrument pour être en mesure de prédire son comportement avec une fiabilité suffisante pour prévoir dans le détail des scénarios d'étalonnage et de mission qui remplissent effectivement les objectifs scientifiques. Cela passe donc par une caractérisation expérimentale du sous-système particulièrement critique qu'est le détecteur. L'origine de certains de ses paramètres de fonctionnement a été présentée à la section précédente, il s'agit maintenant de fixer des objectifs pour cette caractérisation et donc de lister et définir ce qui doit être mesuré d'un point de vue opérationnel.

Ces mesures seront abordées dans le même ordre lors de la présentation des résultats :

1. Niveau zéro ou offset : il s'agit du signal lu sur le détecteur (potentiellement différent pour chaque pixel) en l'absence de tout stimuli, optique ou thermique. Ce signal devrait *a priori* être nul, mais l'électronique de lecture délivre toujours un niveau minimum, qu'il faut donc connaître pour être en mesure de le soustraire aux mesures d'intérêt puisqu'il ne correspond pas à l'objet observé.
2. Pixels défectueux : sur une matrice de pixels certains ont un comportement inattendu, qui peut apparaître au cours du temps ou se manifester dès le départ car aucune méthode de fabrication ne permet actuellement d'avoir 100 % de pixels opérants. Il en existe de plusieurs types, certains pixels sont dits chauds car leur signal est toujours à saturation, d'autres ont un comportement erratique au cours du temps et d'autres enfin restent toujours à leur niveau zéro de signal. Les critères possibles de pixels inopérants seront présentés plus en détail dans la partie dédiée. Il est important de les repérer le plus tôt possible dans les étapes d'utilisation d'un détecteur afin de les ignorer pour ne pas fausser toutes les autres mesures.
3. Bruit de lecture (RON) : il s'agit de la variabilité du niveau zéro, qui en tant que bruit ne peut pas être soustrait contrairement au niveau moyen d'offset et vient donc s'ajouter aux autres bruits à chaque lecture de la matrice. La connaissance de l'amplitude de ce bruit participe à la définition des limites de détection.
4. Linéarité du courant d'obscurité en fonction du temps d'intégration : comme on l'a vu à la section précédente, le courant d'obscurité est un signal d'origine thermique mais dont le comportement avec le temps d'intégration doit être identique à celui du signal lumineux, c'est-à-dire linéaire. Il s'agit donc de vérifier quelle proportion de pixels vérifient ce critère de linéarité, avec une tolérance de 2 % par exemple, ce qui permet aussi d'évaluer la gamme dynamique du détecteur.
5. Évolution du courant d'obscurité avec la température du détecteur : la connaissance de la valeur moyenne du courant d'obscurité à une température donnée est cruciale pour la prédiction des limites de détection, tout comme le bruit de lecture, car ce signal s'ajoute au cours du temps et génère son propre bruit de grenaille qui s'ajoute au bruit de photon de l'objet observé. Son évolution avec la température n'est que rarement parfaitement fidèle aux modèles théoriques, c'est pourquoi elle doit être mesurée en plusieurs points, d'autant

plus que la température exacte à laquelle fonctionnera le détecteur tout au long de la mission est difficile à prédire comme on l'a vu.

6. Linéarité sous flux lumineux : si les facteurs de conversion appliqués aux photons incidents se comportent comme présentés plus haut, on attend aussi une dépendance linéaire du signal au flux lumineux, que ce soit à flux fixé ou à temps de pose fixé. Cet aspect doit être vérifié et quantifié également.
7. Inhomogénéités de la réponse spatiale (Flat-Field) : lors de l'exposition de la matrice à un flux lumineux parfaitement homogène spatialement, des différences de signal sont en général observées d'un pixel à un autre, y compris sur des pixels définis comme opérants. Ces inhomogénéités intrinsèques au détecteur doivent être cartographiées afin de ne pas être confondues avec des caractéristiques de la scène observée dans les mesures ultérieures.
8. Efficacité quantique (QE) : il s'agit du facteur de conversion des photons en électrons propre à chaque pixel. Cette efficacité dépend de la longueur d'onde et il est donc d'autant plus important de la caractériser pour un détecteur destiné à un spectro-imageur puisque ces variations d'efficacité quantiques risqueraient d'être confondues avec un comportement spectral de l'optique de l'instrument ou de la source lumineuse. Ce facteur est également nécessaire à la définition d'un modèle photométrique de l'instrument puisqu'il modifie la quantité de signal effectivement récupérée.

Paramètres	Spécifications
Niveau zéro	-
Pixels défectueux	< 3% des pixels
Bruit de lecture	< 50e- par lecture
Linéarité du courant d'obscurité en temps d'intégration	< 5% des pixels non linéaires
Courant d'obscurité en fonction de la température	< 7000e-/s
Linéarité sous flux lumineux	< 5% des pixels non linéaires
Profondeur de puits	> 40 000e- par pixel physique
Inhomogénéités de la réponse spatiale	< 5% d'écart-type
Efficacité quantique	> 50% en moyenne

Tab. 3.1. : Spécifications à atteindre pour les paramètres de fonctionnement définis ici sur le détecteur infrarouge.

Le tableau 3.1 donne les valeurs seuils pour les grandeurs caractéristiques qui viennent d'être définies au-delà desquels les performances du détecteur seraient considérées comme inadaptées à la mission. Ces spécifications ont été déterminées en amont de mon travail par l'ensemble des acteurs du projet MAJIS en considérant à la fois les objectifs scientifiques et les contraintes techniques pour l'instrument. Les objectifs et les enjeux de la caractérisation étant définis, nous allons maintenant proposer des solutions expérimentales pour réaliser des mesures de ces para-

mètres. Les performances du dispositif utilisé devront bien sûr être évaluées avant de les utiliser pour caractériser les détecteurs de vol de MAJIS.

3.2. Réalisation expérimentale d'une caractérisation

3.2.1. Configurations de test implémentées pour MAJIS

Les détecteurs que j'ai pu utiliser au cours de ma thèse sont de type Sofradir Retina 282, sensibles de $1.5 \mu\text{m}$ à $5.3 \mu\text{m}$, numérotés CH193215 et CH193209. Seul le deuxième avait été testé de façon similaire par Sofradir avant livraison à l'IAS, c'est pourquoi il sera notre principale référence. Ces détecteurs ont une matrice de 1024×1024 pixels et un circuit de lecture CTIA. La sortie du convertisseur ADC produit un signal codé sur 2^{14} bits, correspondant à 737 235 électrons au maximum, avec un gain électronique de $45 \text{ e}^- / \text{ADU}$. La saturation numérique du signal ne correspond pas nécessairement à la capacité réelle de chaque pixel, mais la détermination de cette disparité sera l'un de nos objectifs. En outre, le circuit de lecture fonctionne en précharge où 0 ADU (Analog to Digital Units) correspond à la saturation (le puits de potentiel du pixel est plein) et 16383 ADU correspond à une absence de signal. Après l'étalonnage du niveau zéro, les résultats de ce rapport seront exprimés en DN (Digital Numbers) que nous définissons ici comme une échelle où 0 DN correspond à l'absence de signal et 16383 DN à la saturation électronique, pour que la lecture des résultats soit plus intuitive.

Trois configurations opto-mécaniques distinctes ont été proposées pour répondre aux besoins de caractérisation de ces détecteurs. Elles sont numérotées 1, 2 et 2B. De plus, elles seront implémentées séparément pour le détecteur IR et le détecteur VISNIR, les besoins en sources optiques n'étant bien sûr pas les mêmes pour ces deux détecteurs. L'IAS a la responsabilité de l'implémentation, de la validation et de l'utilisation des bancs de test pour l'IR, tandis que pour le VISNIR ces responsabilités sont assumées par l'Observatoire Royal de Belgique et l'IASB. Nous allons donc nous intéresser aux bancs destinés à la caractérisation IR dans la suite. Afin de définir la bonne méthode de mesure pour chaque paramètre, d'optimiser les campagnes de mesure et surtout de valider les bancs de test, les configurations 1 et 2 ont été mises en place et testées à l'IAS à l'aide des détecteurs Sofradir. Leur utilisation avec les détecteurs de vol n'étant prévue que pour l'automne 2019 et la configuration 2B n'ayant pas pu être implémentée durant ma thèse, je ne présenterai dans ce chapitre que des résultats obtenus sur ces détecteurs Sofradir dans ces deux configurations.

La configuration 1 ne comporte pas d'optiques, mais permet tout de même la mesure de la majorité des paramètres détecteurs tout en minimisant les sources d'erreurs dans l'interprétation des résultats. Elle permet la mesure des paramètres 1 à 7 décrits dans la section précédente. La configuration 2 doit permettre la mesure de l'efficacité quantique du détecteur (QE) et elle doit permettre de reproduire la plupart des mesures de la configuration 1 afin de s'assurer que le changement d'environnement entre les deux configurations est maîtrisé.

La décision de définir plusieurs configurations de test et non une seule a été prise pour plusieurs raisons : la qualité de chaque mesure, la robustesse des résultats, et enfin les contraintes de planning du projet. En effet, si seule la configuration la plus complète avait été implémentée, certaines mesures auraient été peu optimisées notamment celles de courant d'obscurité. De plus, les résultats seraient obtenus sans aucun point de comparaison et avec un montage mettant en jeu de nombreuses sources d'erreurs de par sa complexité, ils seraient donc peu robustes. Enfin, le temps d'implémentation et de validation d'une configuration aussi complète que la 2 est bien supérieur à celui de la configuration 1, ce qui laisse une souplesse dans le déroulement du projet puisqu'en cas de retard il serait envisageable d'utiliser seulement une ou deux des configurations

avec les détecteurs de vol.

L'environnement des détecteurs pour leur caractérisation est assuré par la cuve à vide thermique "Bird" pour la plupart des mesures, mais nous utiliserons également ici comme point de comparaison une première série de tests réalisés en configuration 1 dans la cuve à vide thermique "Vénus" sur ces mêmes détecteurs avant que l'ensemble Bird avec son contrôle-commande et son banc optique ne soient opérationnels. Dans les deux cas, la cuve assure une pression ambiante d'environ 10^{-6} à 10^{-7} mbar durant les tests, afin d'éliminer les absorptions de l'atmosphère dans l'infrarouge, d'empêcher la formation de givre sur le détecteur ou l'électronique lors des descentes en froid jusqu'à 75 K, et enfin de s'approcher des conditions de vol dans la mesure des performances techniques de l'installation. En effet, au cours de la mission les instruments évolueront dans le milieu interplanétaire dont la pression dynamique moyenne entre la Terre et Jupiter est de 10^{-11} mbar mais qui peut monter jusqu'à 10^{-8} mbar à l'intérieur de la magnétosphère de Jupiter par exemple, d'après (Encrenaz et al., 2004) et (Richardson & Schwadron, 2008). Le refroidissement est quant à lui assuré par un cryo-cooler à hélium puis par des tresses de cuivre qui refroidissent le détecteur et son environnement immédiat, avec une régulation en température assurée par des résistances qui permettent de balayer une gamme de températures allant de 75 à 95 K pour le détecteur et jusqu'à 175 K pour le reste de son environnement. Les éléments placés dans la cuve sont isolés de ses parois, qui elles restent à la température ambiante de 293 K, par de la MLI (Multi-Layer Insulation), afin que le refroidissement soit efficace. Tout au long des acquisitions, la température est mesurée en plusieurs points par des sondes Pt100.

3.2.1.1. Configuration 1 : deux versions, cuves VENUS puis BIRD

La configuration 1 est particulièrement simple dans son implémentation et permet pourtant la mesure de la majorité des paramètres pertinents pour la maîtrise du fonctionnement et des performances des détecteurs de MAJIS, ce qui en fait une référence pour les mesures suivantes. En effet, les sources d'erreurs potentielles sont peu nombreuses et peuvent être décorrélées aisément ce qui assure la robustesse des résultats. Elle est la seule à avoir été implémentée d'abord dans la cuve Vénus puis dans la cuve Bird qui sera ensuite la seule utilisée pour toutes les autres mesures.

Cette configuration illustrée en Figure 3.5 consiste simplement à placer le détecteur (ainsi que son électronique de proximité lorsque cette dernière est conçue pour fonctionner à froid comme ce sera le cas du HIRG) dans une cuve à vide thermique, sur un support de cuivre refroidi par une tresse régulée en température. Un couvercle est ensuite fixé sur ce support face au détecteur, avec un intérieur noirci pour que son émissivité soit proche de 1 tandis que sa face extérieure reste en cuivre. Ce couvercle est également relié à une tresse thermique et régulé en température, séparément du détecteur. Dans la plupart des cas toutefois ce couvercle devant le détecteur reste à une température de 80 K ce qui garanti que le détecteur ne reçoit aucun photon jusqu'à sa longueur d'onde de coupure de $5.3 \mu\text{m}$ le mettant en véritables conditions d'obscurité, nécessaires pour la plupart des mesures de cette configuration. Mais il peut être occasionnellement chauffé jusqu'à 175 K pour obtenir une source de lumière infrarouge, ce qui permet notamment les mesures de linéarité en fonction du flux incident et d'inhomogénéités de réponse spatiale.

3.2.1.2. Configuration 2

La configuration 2 met en jeu un montage optique à l'extérieur de la cuve et des sources lumineuses dont on peut sélectionner la longueur d'onde. À l'extérieur de la cuve, un corps noir

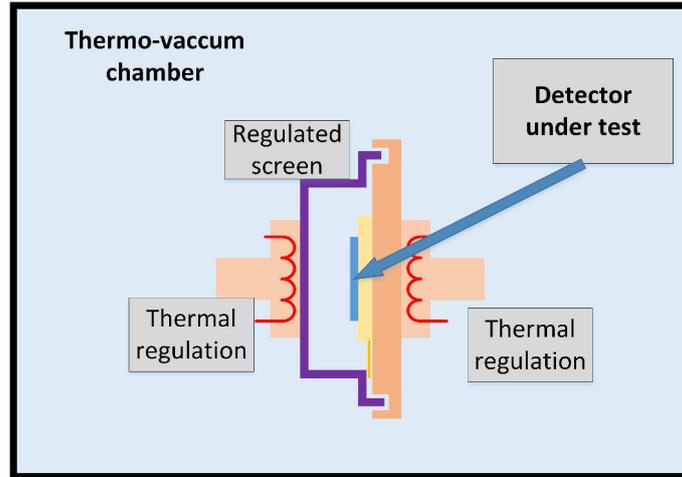


Fig. 3.5. : Schéma de la configuration 1 du banc de caractérisation des détecteurs IR. *Adapté d'un schéma réalisé par B. Lecomte*

CISystems SR-200 et une lampe QTH Newport de 150 W fournissent un flux lumineux suffisant pour mesurer la QE du détecteur sur toute sa gamme spectrale. Le montage représenté en Figure 3.6 utilise le corps noir comme source principale ce qui est le cas dans nos mesures également. Le flux issu de la source est concentré par une lentille avant de passer à travers un chopper : il s'agit d'un disque rotatif régulièrement percé de trous sur 50 % de sa surface et obturé ailleurs, ce qui permet lorsqu'il est mis en rotation par son moteur à quelques dizaines ou centaines de Hz, de mesurer le flux de la source avec un capteur étalonné et une détection synchrone puisqu'une référence de signal nul est fournie en permanence. Le flux est ensuite injecté dans le monochromateur Horiba de type iHR550 à travers une fente d'entrée de largeur réglable mais qui sera toujours maintenue à son maximum de 2 mm afin de récupérer le maximum de flux. Puis une roue à filtres passe-haut sélectionne la gamme de longueurs d'onde, avant que la lumière ne soit réfléchiée par les deux miroirs et le réseau. Ce dernier est placé sur une tourelle motorisée qui permet de sélectionner un réseau parmi trois (nous avons utilisé des réseaux de 150 traits/mm et 300 traits/mm) et d'ajuster la longueur d'onde centrale qui doit traverser la fente de sortie. Cette dernière est également de largeur réglable ce qui définit la résolution spectrale avec laquelle on illumine le reste du dispositif : la dispersion linéaire obtenue avec le réseau de 150 traits/mm à 4500 nm est de 10.5 nm/mm et elle est de 5.3 nm/mm à 2000 nm avec le réseau de 300 traits/mm. Ce monochromateur peut être purgé à l'azote sec afin de minimiser les absorptions atmosphériques de l'eau (à 1.4, 1.9 et surtout 2.7 μm) et du CO_2 (à 4.2 μm), ce qui a été fait lors de certaines campagnes de mesure. Enfin, le faisceau est relevé jusqu'à la hauteur du hublot en CaF_2 d'entrée de la cuve par un périscope constitué de deux miroirs plans.

À l'intérieur de la cuve, une fois le hublot traversé, un premier baffle refroidi à 80 K réduit les réflexions parasites avant d'atteindre la sphère intégrante en Infragold qui garantit un flux lumineux homogène spatialement sans introduire de signatures spectrales dans l'infrarouge. Cette sphère est elle aussi refroidie à 80 K et accueille sur l'un de ses ports de sortie un détecteur monopixel de type MCT, étalonné et connecté à la détection synchrone reliée au chopper : on obtient ainsi en permanence une mesure absolue du flux lumineux qui atteint également le détecteur à tester grâce à la sphère intégrante. Enfin, un autre port de sortie de la sphère est relié à un baffle refroidi et au détecteur lui-même, qui est placé sur un support en cuivre régulé en température identique à la configuration 1. Dans la mesure où le détecteur n'est sensible que dans l'infrarouge, cette configuration permet donc, en plus de la mesure de QE, de reproduire les mesures en conditions d'obscurité de la configuration 1 en éteignant toutes les sources du

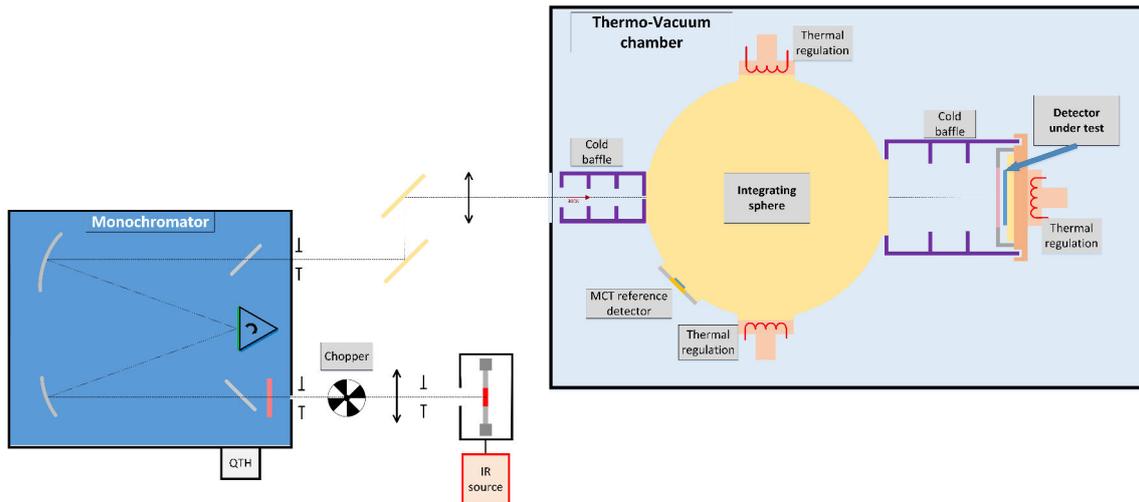


Fig. 3.6. : Schéma de la configuration 2 du banc de caractérisation des détecteurs IR. La vue est de côté, à l'exception de la partie baffle froid et détecteur située dans la cuve qui sont en réalité tournés de 90° par rapport à l'entrée de lumière dans la sphère intégrante et devraient donc se trouver derrière elle sur ce schéma. *Adapté d'un schéma réalisé par B. Lecomte*

banc optique puisque le détecteur ne verra alors plus que le fond de sphère intégrante à 80 K et le hublot à 293 K mais de très faible émissivité (2 à 3%).

3.2.2. Tests réalisés

Un plan de test complet typique de la configuration 1 a d'abord été élaboré puis appliqué dans la cuve Vénus en mars 2017, il est détaillé par la Figure 3.7. La dernière colonne fournit une estimation du temps nécessaire à chaque mesure à partir du calcul du nombre total d'images pour chaque ligne, qui est obtenu en multipliant le nombre de temps d'intégrations à appliquer par celui de températures à tester et enfin par celui d'images à acquérir à chaque fois. On constate que la première et la cinquième ligne sont rigoureusement identiques : les mêmes données peuvent en effet servir à la fois à vérifier la linéarité en fonction du temps d'intégration du courant d'obscurité et à mesurer la valeur moyenne de courant d'obscurité en fonction de la température du détecteur, ces mesures ne seront donc finalement pas répétées deux fois. On obtient donc une durée prévue d'environ 32h, ce qui s'est avéré proche de la réalité puisque ces mesures ont pu être réalisées en une semaine pour un détecteur. Le volume total de données générées par ces mesures sur deux détecteurs est d'un peu plus de 35 Go.

Ensuite, un plan de test réduit destiné uniquement à la validation des performances a été implémenté pour la cuve Bird, toujours avec les détecteurs Sofradir, en configuration 1 d'abord en mai 2017 puis en configuration 2 en juillet 2018. Pour la configuration 1, trois températures de détecteur ont été testées, l'écran est resté à sa température basse de 80 K, et les temps de pose ont été testés du plus court à la saturation (cf Table 3.2).

Pour la configuration 2, quatre températures de détecteurs ont été testées, pour tous les temps de pose et avec une source de lumière réglable en longueur d'onde utilisant le corps noir à 750°C . Cela a permis de tester tous les paramètres y compris la QE, à l'exception de la linéarité en fonction du flux incident, qui auraient nécessité plus de temps d'acquisition (cf Table 3.2). Plusieurs mesures de QE ont eu lieu dans des conditions légèrement différentes, qui seront détaillées dans la partie dédiée. Au total, trois QE différentes ont été mesurées au cours

Paramètres à mesurer	Températures (en K)		Temps d'intégration	Nombre de temps d'intégration	Nombre de températures	Nombre d'images	Temps d'acquisition total
	Écran	Détecteur					
Linéarité du courant d'obscurité	80 – 120	77 – 98	110 μ s – 40 s	21	10	10	15 h
Saturation			40 s	5	10	1	0.7 h
Persistance			1 ms - 5 s	5	10	64	4.4 h
Bruit de lecture et offset			110 μ s	2	10	64	0.1 h
Courant d'obscurité en fonction de la température du détecteur			110 μ s – 40 s	21	10	10	15 h
Plage de lumière uniforme	125 - 175	80 - 90	10 ms – 10 s	7	12	25	7 h
Linéarité en fonction du flux incident	160 - 138	85	250 - 500 ms	2	12	25	5 h

Fig. 3.7. : Acquisitions effectuées sur le banc de caractérisation en configuration 1 dans la cuve Vénus en mars 2017.

Période	Température	Configuration	Intégrations	Images	Objectif
Mai 2017	80 K	1	110 μ s - 10 s	25	RON, Dark, linéarité
Mai 2017	86 K	1	110 μ s - 10 s	25	RON, Dark, linéarité
Mai 2017	92 K	1	110 μ s - 10 s	25	RON, Dark, linéarité
Juillet 2018	80-86-92-94 K	2	110 μ s - 40 s	30	RON, Dark, linéarité
Juillet 2018	80 K	2	3 - 4 s	10	QE (et Flat)
Août 2018	80 K x 2	2	3 - 4 s	10	QE (et Flat)
Janvier 2019	75-80-85-90 K	2	110 μ s - 20 s	32	RON et Dark

Tab. 3.2. : Données acquises sur le banc Bird avec le détecteur Sofradir CH193209.

de l'été 2018, chacune séparée de la précédente par une à deux semaines. La première mesure a eu lieu sans purge d'azote, les deux suivantes avec. Cette même configuration 2 a été réutilisée quelques jours en janvier 2019 avec le hublot de la cuve BIRD obstrué afin de vérifier la validité des mesures de courant d'obscurité et de température.

Au total, environ 30 Go de données ont été générés avec BIRD, 5 Go en configuration 1 et 25 Go en configuration 2. La durée de l'implémentation du plan de test de la configuration 1 varie de 2 à 5 jours selon le nombre d'images souhaité à chaque temps de pose et le nombre de températures de détecteur à tester. La durée d'une acquisition de QE en configuration 2 est d'une demi-journée minimum à une température donnée, avec seulement 10 images par longueur d'onde et un pas spectral de 50 nm, inférieur aux ~ 6.5 nm qui seront requis pour les détecteurs de vol.

3.3. Mise en œuvre des mesures et résultats pour les détecteurs Sofradir

3.3.1. Niveau zéro ou offset

3.3.1.1. Principe de la mesure

Cette mesure doit avoir lieu en premier dans le processus de test, car elle permettra une comparaison significative entre les valeurs de signal relevées dans toutes les mesures ultérieures. En effet, l'offset ajouté par l'électronique de lecture est différent d'un pixel à un autre, ce qui rend nécessaire la mesure de cette valeur-plancher pour de futures comparaisons. Il faudra bien sûr acquérir des images dans les meilleures conditions d'obscurité possibles afin de ne pas ajouter un signal lumineux parasite, et un grand nombre d'images seront nécessaires pour obtenir une valeur moyenne robuste peu sensible au RON, dont l'amplitude est encore inconnue à ce stade. La configuration 1, la plus simple, permet de mesurer efficacement ce paramètre qui ne requiert pas de source de lumière, tout en minimisant les sources d'erreur possibles (telle qu'une lumière parasite). En outre, il serait utile d'effectuer cette mesure à plusieurs temps de pose, tous très faibles bien sûr. Si on constate que la valeur moyenne de chaque pixel à quelques temps de poses faibles reste constante, alors la mesure d'offset sera parfaitement robuste indépendamment du RON : bien sûr cela n'est possible que si le courant d'obscurité n'ajoute pas une quantité significative de signal dès que le temps de pose est augmenté.

Ces mesures ayant pour but de valider l'approche et le dispositif expérimental, nous avons d'abord effectué quelques essais qui nous ont permis de constater qu'aucune augmentation significative du signal ne se produisait avant 10 ms d'intégration pour un détecteur à 80 K. Nous avons donc mesuré l'offset comme la moyenne des valeurs de chaque pixel sur 13 temps d'intégration (110, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 2000, 3000 et 4000 μ s), moyennée à chaque temps d'intégration sur 10 images. Cette mesure doit être faite à plusieurs températures car elle peut en dépendre.

3.3.1.2. Résultats

Le résultat d'une telle mesure est proposé sur la Figure 3.8, sous la forme de séries temporelles d'acquisitions sur cinq pixels aléatoirement choisis, avec un détecteur à 80 K. Chaque point représente la valeur moyenne sur 10 images du pixel au temps d'intégration donné en abscisse. La distribution de valeurs sur cette plage de temps d'intégration semble donc suffisamment peu variable pour considérer la valeur moyenne de chacune de ces courbes comme le niveau zéro du pixel concerné.

Une carte de ce niveau ainsi mesuré pour tous les pixels est affichée à la Figure 3.9, ainsi que son histogramme. La variabilité de pixel à pixel peut être approximativement estimée à partir du tracé de la Figure 3.8 comme étant la largeur de la gaussienne, soit environ ~ 200 DN. La valeur moyenne de l'offset ainsi mesurée est donc de 15700 DN avec une variabilité spatiale de ~ 200 DN, soit 800 DN au-dessus de la valeur nulle une fois l'échelle des niveaux inversée. Il s'est avéré que cette valeur moyenne n'évoluait presque pas avec la température, du moins pas au-delà de sa gamme de variabilité spatiale, ce qui donne de la robustesse à cette mesure. On remarque que le contraste entre les colonnes est plus fort qu'entre les lignes dans cette carte : ceci est attendu pour la méthode de lecture du détecteur, en effet les colonnes sont regroupées en 4 canaux vidéos de sortie de 256 colonnes chacun et les quatre canaux vidéo peuvent avoir des gains de sortie différents.

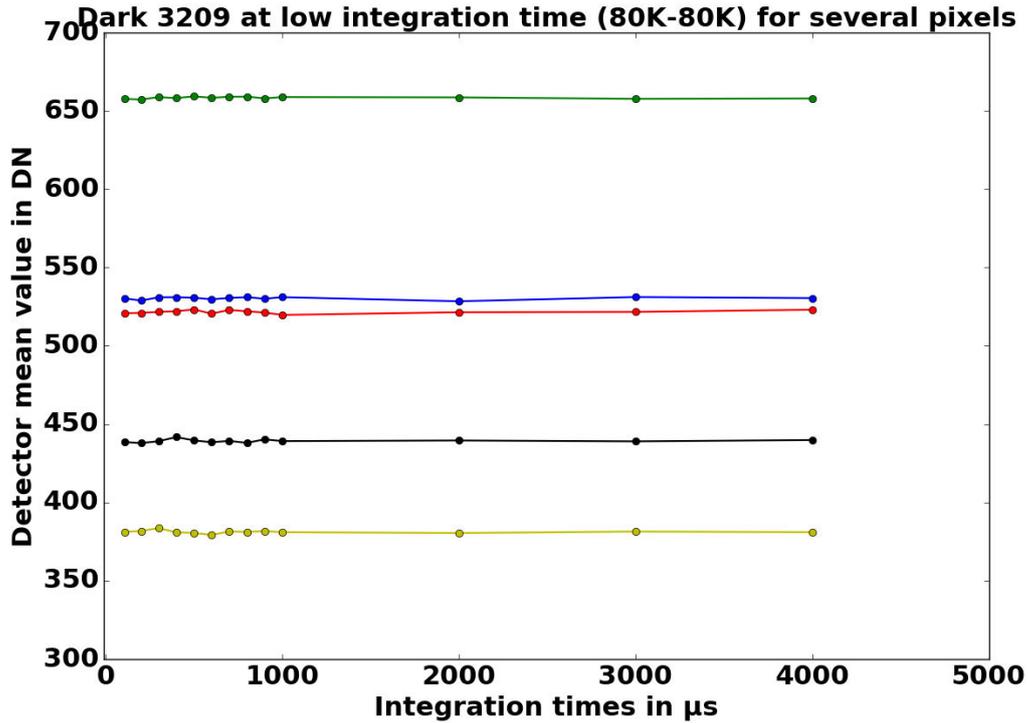


Fig. 3.8. : Exemples de comportement de quelques pixels à très courts temps de pose et à 80 K, illustrant l'offset électronique.

En renouvelant cette mesure quelques jours plus tard, nous avons constaté une variabilité temporelle inattendue : après avoir soustrait ce niveau zéro à tous les pixels, il s'est avéré que la valeur moyenne de certains pixels aux temps de pose les plus courts n'était pas 0 DN mais 5 ou 10 DN. La Figure 3.10 illustre cet effet : les points verts ont été acquis juste après détermination de l'offset avec soustraction de celui-ci et sont donc autour de 0 DN, alors que les points bleus ont été acquis 5 jours plus tard où on constate que leurs valeurs ne sont plus centrées autour de 0 DN mais autour de 5 DN. Toutefois, des barres d'erreur ont été tracées sur ces points, définies comme l'écart-type des valeurs prises par le pixel à un même temps de pose sur 10 images consécutives, ce qui correspond à ± 5 DN en moyenne. Elles sont *a priori* assimilables à l'effet du RON sur ces mesures, dont on verra la mesure rigoureuse plus loin. La variation temporelle d'offset identifiée n'aura donc pas d'impact sur l'interprétation des mesures ultérieures puisqu'elle est comprise dans ces barres d'erreur. Son origine pourrait être recherchée du côté de l'électronique du détecteur.

3.3.2. Pixels défectueux

3.3.2.1. Principe de la mesure

La méthode de création de la carte des pixels inopérants ou défectueux dépend bien sûr de la définition que l'on souhaite adopter de ces derniers. Le but étant de détecter les pixels qui seront inutilisables pour les mesures ultérieures, le premier critère que j'ai implémenté est celui des pixels chauds. Il consiste à considérer uniquement les pixels saturés ou presque saturés comme inutilisables : ces derniers sont détectés à l'aide de l'histogramme des pixels d'une image, dont un exemple est présenté en Figure 3.11, où on remarque la distribution bi-modale des pixels,

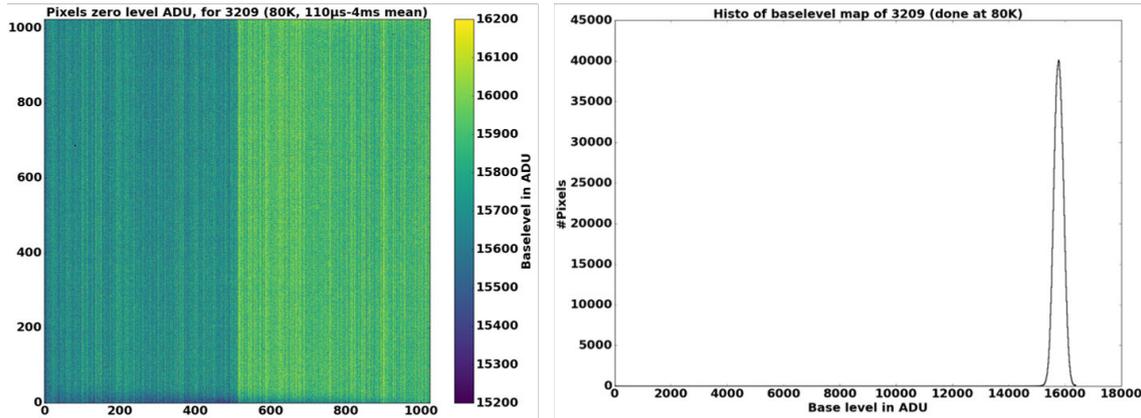


Fig. 3.9. : Cartes et histogrammes du niveau zéro mesuré à 80 K.

avec une majorité de la population dans le pic centré autour de 1000 DN et les pixels saturés ou proches de l'être un peu avant la saturation numérique à 16535 DN. Dans ce cas, un seuil est fixé à 12000 DN et tous les pixels dont la valeur est supérieure sont considérés comme chauds et donc inutilisables. Cette méthode a l'avantage d'être simple et applicable à une seule image. En revanche, son résultat évolue avec le temps de pose et la température du détecteur, car de nombreux pixels ne sont pas toujours à saturation mais plus sensibles au courant d'obscurité que la moyenne et viennent donc augmenter cette population de pixels chauds lorsqu'un peu de signal thermique leur est ajouté. Le seuil est donc arbitraire, je l'ai fixé pour qu'il ne comptabilise pas des pixels de la distribution principale (donc des pixels "normaux") du détecteur comme étant chauds tant que l'on reste dans les gammes de temps d'intégration (0.1 ms à 10 s) et de températures (80 K à 94 K) que j'ai utilisés pour ces caractérisations. En outre, ayant constaté la présence de nombreux pixels au comportement erratique dans le temps, que nous discuterons plus en détail dans la suite, j'impose que le critère de pixels chauds soit vérifié pour un même pixel sur une série d'images consécutives, le plus souvent 10, pour ne pas confondre ces deux populations de pixels.

Le second critère utilisé est celui de la variabilité, qui nécessite cette fois absolument une série d'au moins 10 images : il consiste à considérer comme inopérants les pixels variant trop dans des conditions qui devraient être stables, aux temps de pose et températures typiques de nos mesures. J'utilise donc cette fois l'histogramme des écarts-types calculés sur 10 images et le critère consiste à détecter les pixels dont la variabilité est plus grande que trois fois la largeur du pic principal dénotant le comportement normal de la majorité des pixels. On s'attend là aussi à ce que ce pixel soit sensible à la température du détecteur, mais moins au temps d'intégration que celui des pixels chauds car la largeur du pic principal varie elle aussi.

Enfin, un critère sur une seule image a été utilisé par Sofradir pour leurs mesures avant livraison des détecteurs, utilisant la valeur moyenne des pixels, et que nous avons utilisé également : il consiste à calculer la moyenne spatiale de l'image et à détecter comme défectueux les pixels éloignés de plus de 90 % de cette valeur. La valeur moyenne spatiale de la nouvelle image ainsi filtrée est de nouveau calculée et tous les pixels éloignés de plus de 80 % de cette valeur sont eux aussi comptabilisés comme défectueux. Cette dernière méthode est exigeante, en effet elle donne systématiquement les proportions les plus élevées de détections, et elle présente l'avantage d'être applicable à une seule image mais elle est dès lors entachée d'erreur puisqu'on a vu que le comportement temporel des pixels pouvait être variable. C'est cette dernière méthode de filtrage qui sera appliquée lorsque ce sera nécessaire pour la mesure des autres paramètres des détecteurs, pour faciliter les comparaisons avec les valeurs fournies par Sofradir.

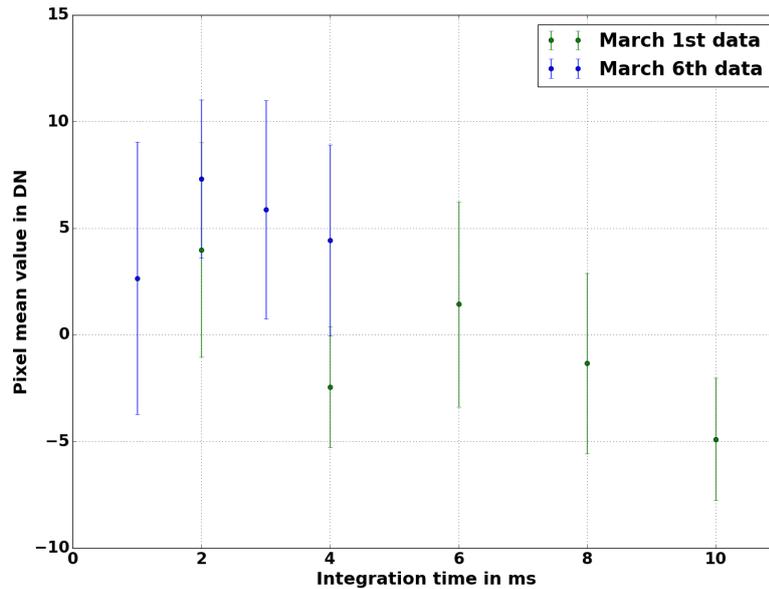


Fig. 3.10. : Variabilité des mesures à faible temps d'intégration : les points verts sont acquis le 1er mars, les points bleu le sont le 6 mars, sur le même pixel 589 :855, à la même température de détecteur et dans les même conditions. Chaque point est moyenné sur dix acquisitions, les barres d'erreur représentent l'écart-type sur ces dix acquisitions.

Il faut ajouter que les critères d'inopérabilité retenus pour les images en vol sont souvent la combinaison de plusieurs de ces approches afin d'écartier tout risque de mauvaise interprétation scientifique des données. Notamment, des critères d'efficacité quantique (qui ne doit pas être anormalement basse) sont souvent appliqués. L'identification de la population de pixels fortement variables dans le temps sera également discutée plus loin.

3.3.2.2. Résultats

La Figure 3.12 présente un exemple de carte de pixels défectueux, réalisés ici avec la méthode des pixels chauds, sur un détecteur à 92 K et sur des poses d'une seconde. La proportion de pixels marqués (les points sombres sur l'image) peut sembler visuellement rédhitoire pour l'exploitation du détecteur à cette température mais il n'en est rien : ils ne représentent ici que 4.5 % de la totalité des pixels. Cette image est donc le premier aperçu de la cosmétique des détecteurs Sofradir auquel j'ai eu accès, on remarque par exemple ici la longue virgule de pixels globalement défectueux dans le coin en bas à gauche. Contrairement aux cartes de niveau zéro précédentes où c'était le comportement de l'électronique qui dominait le rendu graphique, ici c'est bien la réponse des pixels qui domine. On s'attend donc à retrouver cette cosmétique par exemple sur les images de courant d'obscurité. J'ai pu constater avec d'autres mesures, certaines acquises dans les mêmes conditions d'autres pas, que la cosmétique changeait radicalement d'une matrice à une autre sur les quatre détecteurs que nous avons eu, même s'ils sont du même modèle.

Le tableau 3.3 résume les proportions de pixels défectueux détectées avec mes critères décrits ci-dessus, en fonction de la température du détecteur. On constate que l'augmentation de pixels inopérants avec la température se confirme quelle que soit l'approche, ce qui est logique au vu de l'ajout de signal thermique induit qui fait basculer les pixels qui étaient proches mais inférieurs

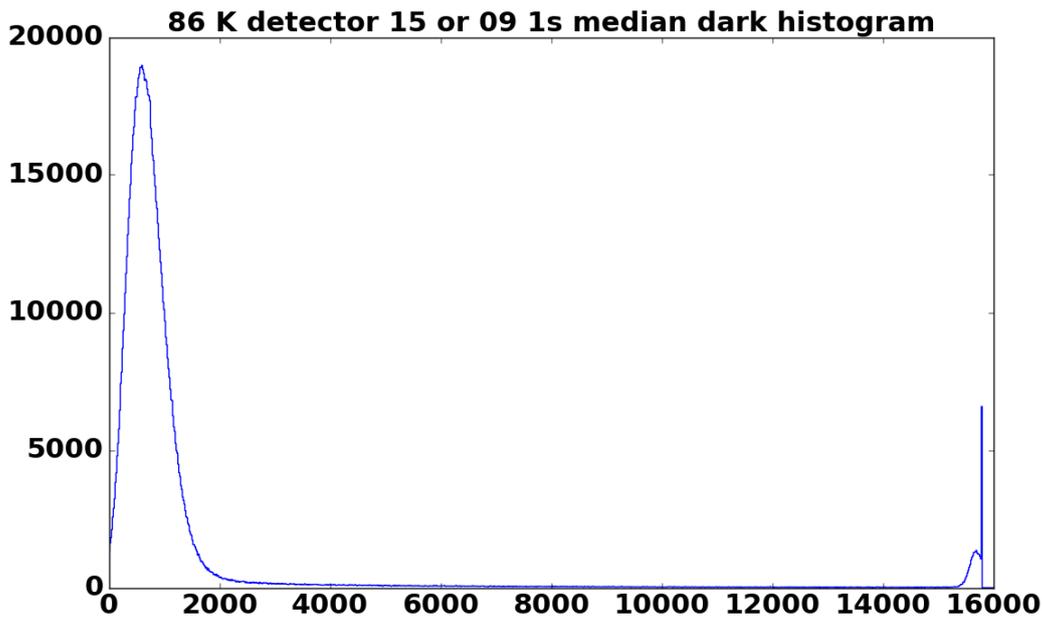


Fig. 3.11. : Histogramme d'une image à 1 s de pose et un détecteur à 86 K.

au critère dans ceux qui sont détectés. On constate également que le critère Sofradir est le plus exigeant des trois, ce qui m'a conduit à le réutiliser ensuite.

Méthode	T = 80 K	T = 86 K	T = 92 K
Pixels chauds	1.5 %	2.6 %	4.5 %
Variabilité	0.4 %	2.0 %	4.7 %
Sofradir	1.8 %	3.3 %	5.5 %

Tab. 3.3. : Proportions moyennes de pixels détectés comme défectueux selon les trois critères implémentés et en fonction de la température du détecteur. Les séries de 10 images utilisées sont acquises à 1 s de temps d'intégration.

L'évolution de cette population de pixels par la méthode des pixels chauds est tracée en Figure 3.13, et ce pour les trois implémentations de bancs de test sur lesquelles j'ai pu travailler : cette mesure de paramètre du détecteur sert ici d'outil de comparaison et de validation des bancs, et nous montre notamment que la configuration 1 est particulièrement bien reproductible. En revanche, on note un désaccord entre les deux configurations. Cela peut être dû à une température effective du détecteur plus élevée que mesurée, ou une fuite de lumière, ou tout simplement une évolution du comportement du détecteur dans la mesure où une année s'est écoulée entre les implémentations des configurations. Il est difficile de diriger précisément les investigations du problème à partir de cette seule information, mais nous verrons qu'elle sera corroborée par les mesures d'autres paramètres.

Enfin, j'ai pu remarquer dans des séries d'acquisition temporellement longues (de l'ordre de la minute) que certains pixels avaient un comportement erratique avec le temps : cette question a pu être explorée en détail avec d'autres campagnes de mesure, lors de l'étude de la réponse aux radiations des détecteurs dans le quatrième chapitre, où elle sera donc abordée.

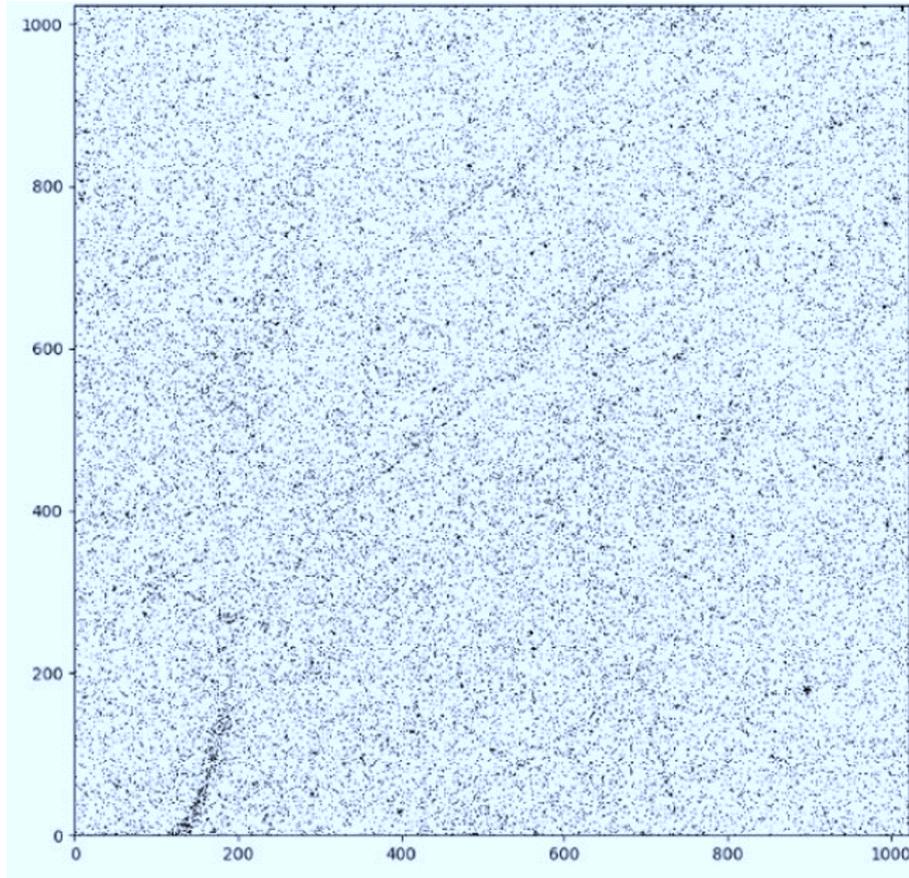


Fig. 3.12. : Cartes de pixels chauds, obtenue avec le seuil de 12 000 DN sur 10 images à 1 s de pose, pour un détecteur à 92 K. Ici la proportion de pixels chauds est de 4.5 % du nombre total de pixels.

3.3.3. Bruit de lecture (RON)

3.3.3.1. Principe de la mesure

Afin d'extraire le bruit de lecture (RON) à toutes les températures testées pour les deux détecteurs, nous avons d'abord utilisé la même méthode que Sofradir pour permettre la comparaison. Tout d'abord, une série de 64 images au temps d'exposition disponible le plus bas (110 μ s) est acquise, la première image est ignorée car nous avons remarqué un comportement différent à chaque première acquisition. Ensuite, le filtre des pixels défectueux défini par Sofradir est appliqué comme décrit dans la section précédente. Les images résultantes sont combinées en un cube et on calcule l'erreur quadratique moyenne sur la série temporelle de valeurs de chaque pixel. Le résultat obtenu en DN est converti en électrons (en supposant le gain fourni de 45 e-/DN) puis en μ V (2.26 μ V/e-) pour permettre la comparaison. La grandeur mesurée peut aussi être l'écart-type, c'est d'ailleurs cette mesure qui est retenue pour MAJIS (*Rapport interne MAJIS-IAS, F. Poulet 2015*). Une autre méthode plus simple existe : elle consiste à faire la différence de deux images consécutives à très court temps de pose, et à prendre l'écart-type spatial (divisé par racine de deux car on soustrait deux images) du résultat de la soustraction comme étant le RON moyen. Cette méthode est plus proche de la définition du RON, mais elle ne permet pas une cartographie complète de ses valeurs, qui est aussi une marque de la cosmétique de l'électronique du détecteur, c'est pourquoi je ne l'ai pas utilisée.

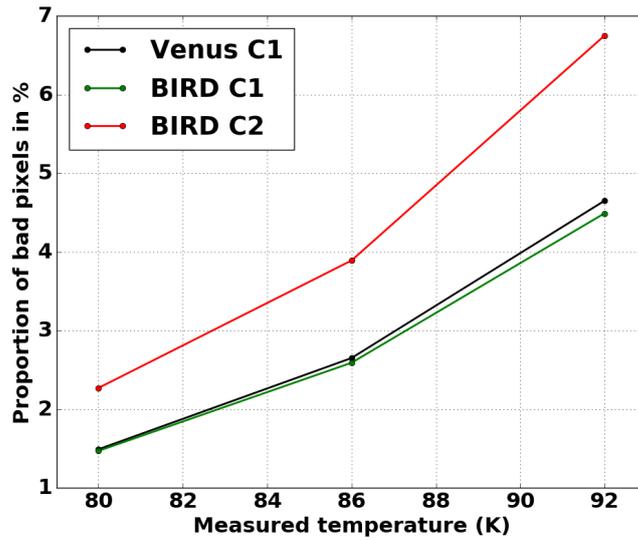


Fig. 3.13. : Proportions de pixels défectueux d’après la méthode des pixels chauds, pour trois températures et sur les trois configurations étudiées. Les mesures Venus C1 datent de mars 2017, Bird C1 de mai 2017 et Bird C2 de juillet 2018.

3.3.3.2. Résultats

Les mesures donnent une valeur d’environ 3.5 DN pour l’erreur quadratique moyenne, soit 150 électrons et $350 \mu\text{V}$, à 80 K. La Figure 3.14 donne la carte de ces valeurs, où on remarque une fois de plus les quatre canaux vidéo de lecture du détecteur Sofradir, avec un contraste marqué. L’évolution de cette valeur en μV avec la température est représentée ensuite, séparément pour les quatre canaux (couleurs) et en moyenne spatiale (noir) afin de comparer à la courbe fournie par Sofradir en pointillés noirs. Le même comportement est retrouvé, et dans des gammes de valeurs très similaires. Cette décroissance du RON avec la température est toutefois inattendue sur ce type de détecteur, le comportement usuel est au contraire une augmentation du RON avec la température (Manissadjian et al., 1998), mais cette tendance a été obtenue par Sofradir également sur ce type de détecteur, uniquement dans une gamme de température étroite : le RON croît avec la température avant 75 K et après 100 K, mais il décroît entre ces deux températures, comportement qui reste inexplicable. Enfin, le troisième panneau de la Figure 3.14 présente l’histogramme de la carte des valeurs de RON à 98 K.

Comme pour les pixels défectueux, j’ai voulu comparer l’évolution du RON avec la température au cours des différentes campagnes de test qui ont eu lieu. C’est l’objet de la Figure 3.15, où les courbes bleues et vertes représentent les valeurs du RON (mesuré comme l’écart-type cette fois, d’où une valeur moyenne différente autour de 4.5 DN) en configuration 1, la courbe noire correspond à la configuration 2. On retrouve de nouveau un comportement similaire à celui des pixels défectueux avec une configuration 1 bien reproductible, et un désaccord avec la configuration 2. Nous verrons dans la suite quelles pistes sont à privilégier pour l’expliquer.

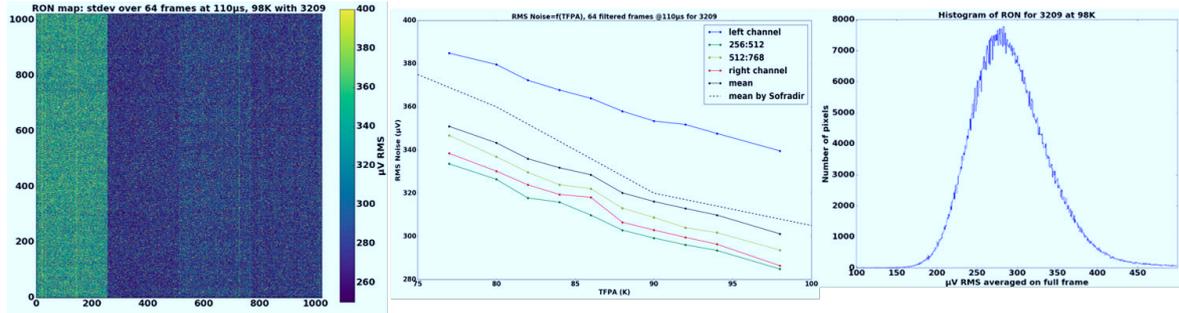


Fig. 3.14. : Mesures de bruit de lecture : la première colonne donne la carte de RON en μV mesuré pour une température détecteur de 98 K, la seconde donne l'évolution des valeurs de ce RON en fonction de la température pour chacun des quatre canaux vidéos, et la troisième donne l'histogramme des cartes.

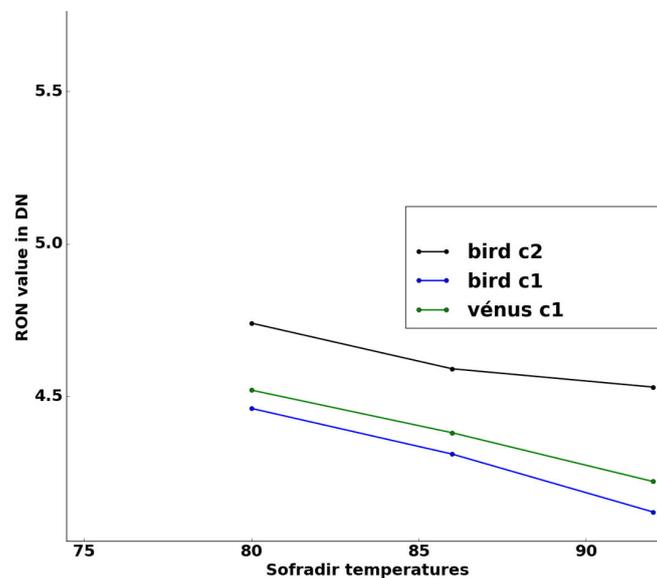


Fig. 3.15. : Évolution du RON avec la température dans chacune des configurations.

3.3.4. Linéarité du courant d'obscurité en temps d'intégration

3.3.4.1. Principe de la mesure

Cette mesure est la plus longue à mettre en œuvre parmi les mesures sans éclaircissement, mais elle requiert d'acquérir des images à de nombreux temps de pose et à plusieurs températures, en l'absence de flux lumineux : il est donc possible d'optimiser la durée des tests en les utilisant pour la mesure d'autres paramètres. Ces mesures ont été effectuées pour un écran froid à 80K correspondant à un signal thermique négligeable ($\sim 0.1 e^- / s / px$) selon nos simulations de corps noir. Le but est ici de mesurer la valeur moyenne du courant d'obscurité (Dark) pour chaque pixel et ce pour plusieurs températures de détecteur. Le signal du Dark étant d'origine thermique comme on l'a vu, on s'attend à ce que la quantité d'électrons qu'il génère augmente avec le temps d'intégration exactement comme dans le cas des photons issus d'une source. Le niveau moyen du Dark devra donc s'exprimer en DN/s. La mesure vise donc autant à mesurer cette valeur moyenne qu'à vérifier la linéarité du comportement des pixels avec le temps de pose.

Pour cela, on acquiert des séries de quelques images (typiquement 10 ici) à des temps de

pose croissants, allant du minimum disponible ($100 \mu\text{s}$) à des valeurs où le signal atteint la saturation des puits quantiques. Cette limite haute de temps d'intégration est donc variable avec la température, elle était de l'ordre de quelques dizaines de secondes dans la gamme de températures explorée. Les valeurs de chaque pixel sont alors moyennées sur les 10 images, et représentées en fonction du temps de pose. C'est ce qui est représenté en prenant le pixel central de la matrice comme exemple à la Figure 3.16, pour une température détecteur de 86 K et des temps de pose allant de $110 \mu\text{s}$ à 35 s. Le graphique montre bien l'évolution linéaire du signal du Dark avec le temps d'intégration, un ajustement linéaire permet de mesurer sa valeur, et on constate que le comportement aux temps de pose extrême est celui attendu : jusqu'à 100 ms l'offset et le RON dominant le signal du Dark, et à partir de 25 s on est très proche de la saturation ce qui fait perdre le comportement linéaire du pixel. Les lignes en pointillés rouges sont à 2 % (en valeur relative) au-dessus et au-dessous du meilleur ajustement linéaire, ce qui représente le critère de tolérance utilisé pour détecter les niveaux de signal où on peut considérer que la linéarité est perdue. J'ai également calculé l'écart-type des 10 mesures afin de définir nos barres d'erreur comme étant trois fois cet écart-type (erreur à 3 sigma). Elles sont trop petites pour être affichées par exemple sur la Figure 3.16 et rendrait l'encadré zoomé confus, mais leur importance sera discutée dans la section 3.3.6.

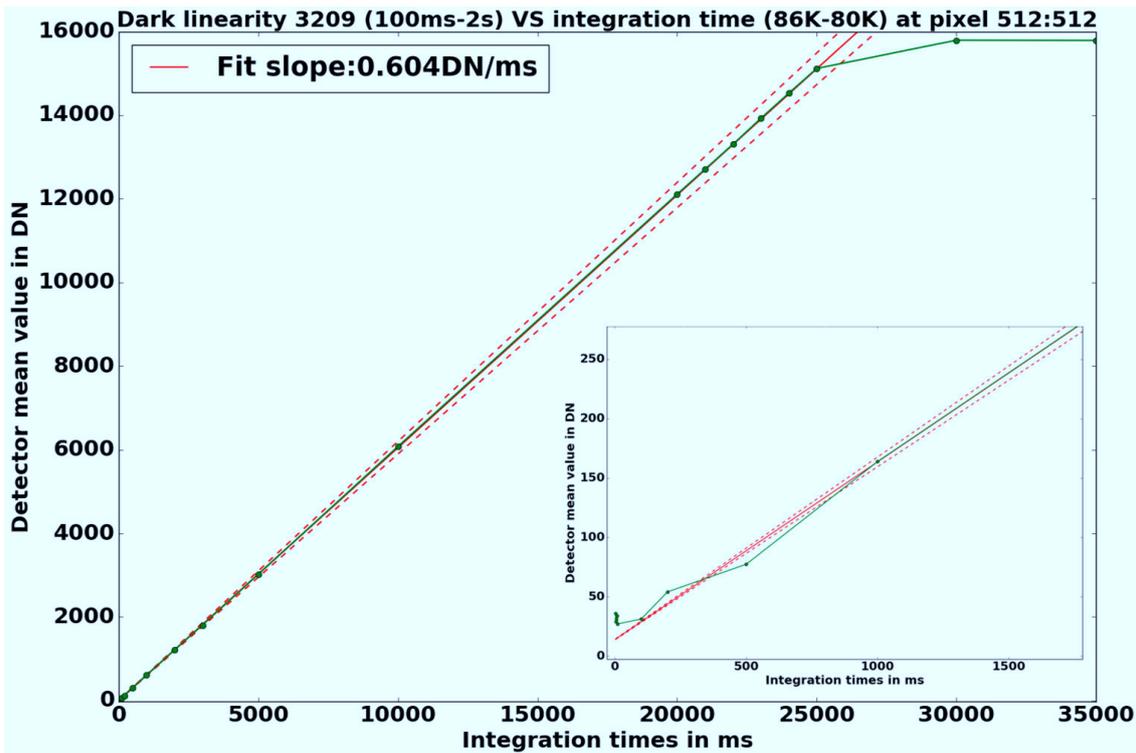


Fig. 3.16. : Ajustement linéaire des valeurs de courant d'obscurité d'un pixel en fonction du temps de pose, avec un zoom sur les temps de pose faibles.

En outre, il convient de noter que les temps de sous-intégration typiques de la mission, compte tenu des stratégies de traitement des données en vol envisagées, seront de centaines de millisecondes. Pour cette raison, la plage de données sur laquelle le meilleur ajustement est effectué est toujours de 100 ms - 2 s pour toutes les températures FPA : elle peut être ajustée de manière dynamique afin de s'adapter au flux moyen si on le souhaite, mais cela modifierait la signification du critère à 2% empêchant ainsi toute comparaison.

3.3.4.2. Résultats

La mesure de courant d'obscurité que l'on vient de décrire au pixel 512 :512 est par exemple de 604 DN/s : cette valeur peut être obtenue pour tous les pixels de la matrice par ajustement linéaire, ce qui donne une carte du courant d'obscurité comme à la Figure 3.17. La valeur moyenne spatiale de courant d'obscurité pour ce détecteur est donc de 1200 DN/s à 86 K par exemple, ce qui place le pixel 512 :512 à un niveau de Dark plutôt faible par rapport au reste de la matrice, lui assurant une plus large gamme dynamique que la majorité des pixels. La méthode de mesure du Dark moyen proposée ici est assez lourde puisqu'elle requiert un ajustement linéaire sur plusieurs points pour chaque pixel, mais elle est aussi bien plus robuste que la méthode consistant à acquérir les images à un seul temps d'intégration et à supposer la linéarité pour en déduire une valeur en DN/s. C'est de toutes façons une étape nécessaire puisqu'il faut vérifier cette hypothèse linéaire.

La Figure 3.17 permet aussi de visualiser l'évolution avec la température du Dark avec deux cartes de ses valeurs et leurs histogrammes, à la température de 86 K en haut et 92 K en bas : cet aspect sera discuté en détail dans la section suivante. On retrouve dans les cartes la cosmétique du détecteur propre à sa couche semi-conductrice (ici avec flux thermique propre), qui correspond bien à ce que les détections de pixels défectueux avaient fait ressortir, par opposition à la cosmétique électronique dominée par les 4 colonnes observée avec le niveau 0 et le RON. Les histogrammes reproduisent l'évolution de valeur moyenne avec la température mais montrent aussi une augmentation de la dispersion puisque la distribution principale de pixels s'élargit. Ici le tracé a été limité à 8000 DN pour un affichage plus compact, la distribution proche de 8000 DN correspond donc aux pixels presque saturés. Le pic de pixels à 0 DN est quant à lui le résultat du filtrage par le filtre Sofradir des pixels défectueux : ces derniers ont vu toutes les valeurs placées à 0 dans la carte finale.

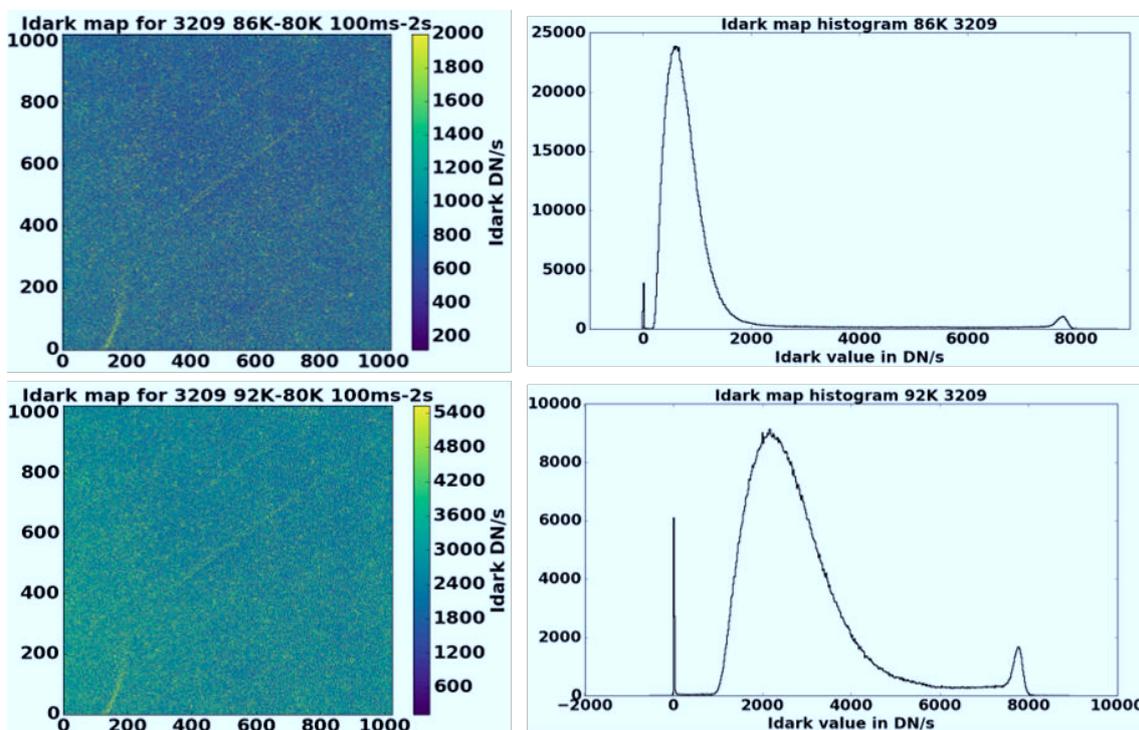


Fig. 3.17. : Évolution des cartes de courant d'obscurité par unité de temps et de leurs histogrammes en fonction de la température du détecteur : 86 K en haut et 92 K en bas.

La question de l'évolution du Dark avec la température peut maintenant être traitée en détail, la méthode de mesure en fonction du temps d'intégration ayant été présentée. C'est l'objet de la section suivante, tandis que la question de l'impact du comportement non-linéaire de certains pixels sera étudiée en détail dans la section 3.3.6.

3.3.5. Évolution du courant d'obscurité avec la température détecteur

3.3.5.1. Principe de la mesure

La méthode vue précédemment pour mesurer le courant d'obscurité de façon robuste en utilisant des mesures à plusieurs temps de pose a été appliquée pour des données acquises à plusieurs températures de détecteur. C'est l'effet de ce paramètre que nous allons discuter ici, en sachant que le comportement théorique attendu a été présenté en section 3.1.1 d'où on retient que le Dark doit augmenter avec la température mais pas de façon linéaire. Je considère donc la médiane spatiale des résultats fournis par les mesures présentés à la section précédente (à l'exception des pixels défectueux identifiés par le filtre Sofradir) qui constitue ainsi une mesure du courant d'obscurité à une température de détecteur et dans un certain dispositif expérimental. Au-delà du résultat lui-même, nous verrons que ce paramètre permet aussi de s'interroger sur la fiabilité des mesures de températures de l'environnement.

3.3.5.2. Résultats

L'effet de la température peut d'abord être vu individuellement sur un pixel, comme à la Figure 3.18 qui fait le lien avec les résultats de la section précédente : la valeur moyenne du pixel 512 :512 sur 10 images est une nouvelle fois représentée en fonction du temps de pose puis ajustée avec un modèle affine pour en déterminer la pente qui est la valeur du Dark tandis que les traits pointillés correspondent à la tolérance d'écart à la linéarité de 2 %. Mais cette fois les mesures sont représentées pour 3 températures différentes, typiques de la gamme 80-90 K dans laquelle fonctionnera le plan focal infrarouge de MAJIS. On constate que la pente augmente de la courbe noire à la courbe rouge, d'une température de 80 K à 92 K, donc le Dark augmente bien avec la température, on remarque d'ailleurs que dès 92 K la gamme dynamique du détecteur est très réduite puisque la saturation est presque atteinte en seulement 5 s d'intégration.

La Figure 3.19 résume toutes les mesures de ce type sous une forme qui permet leur comparaison : les carrés représentent la valeur médiane de courant d'obscurité sur tout le détecteur à la température donnée en abscisse et mesurée dans la configuration expérimentale donnée par la couleur, avec une barre d'erreur qui est l'écart-type spatial. Le fait que le courant d'obscurité se comporte différemment d'un pixel à un autre n'est toutefois pas inattendu, il faut donc interpréter ces barres d'erreur avec prudence et les considérer comme une représentation de la variabilité rencontrée sur toute la matrice. Le bleu correspond à la configuration 2 implémentée en juillet 2018, le vert à la configuration 1 implémentée dans Bird en mai 2017, le rouge à la configuration 1 également mais implémentée dans Vénus en mars 2017 et enfin le violet aux mesures effectuées par Sofradir avant livraison. La courbe noire représente les valeurs théoriques du Dark en fonction de la température calculées par Sofradir. Les triangles représentent quant à eux la valeur d'un seul pixel, le pixel central dans ce cas, avec une barre d'erreur qui correspond cette fois bien à l'incertitude que l'on peut estimer sur cette valeur puisqu'elle est calculée comme trois fois la racine carrée de la valeur mesurée.

On remarque qu'aucune mesure ne suit l'évolution théorique, même si l'allure non linéaire semble conservée. Les deux mesures en configuration 1 sont en très bon accord entre elles et

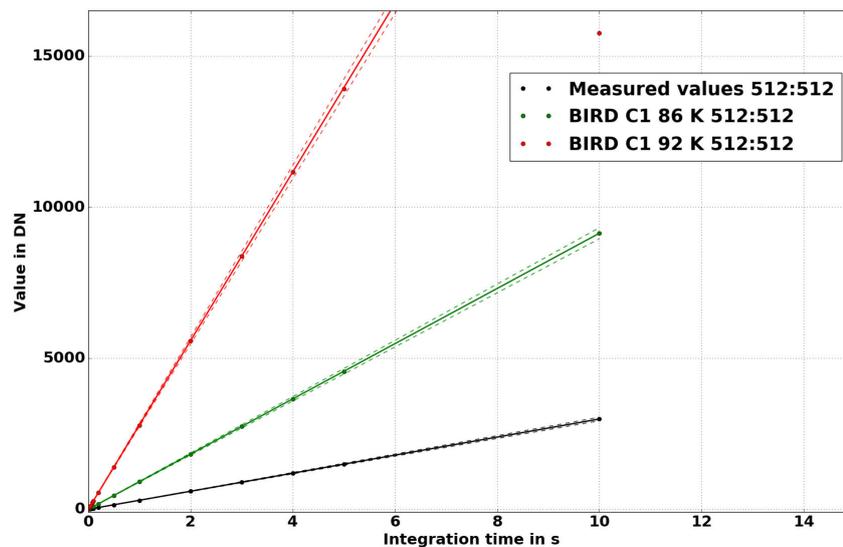


Fig. 3.18. : Ajustements affines des valeurs d'un pixel en l'absence de lumière en fonction du temps de pose, pour une température de détecteur de 80 K en noir, 86 K en vert et 92 K en rouge. Les points représentent la valeur moyenne mesurée sur 10 images, les traits pleins sont le résultat des ajustements, et les traits pointillés sont la tolérance à 2%. Les points saturés ou dont la non-linéarité est attendue (supérieurs à 12 000 DN ici) sont volontairement ignorés par l'ajustement.

même confondues si on considère leurs barres d'erreur. Elles sont proches de la mesure de Sofradir également, mais aucune incertitude n'a été fournie sur cette dernière et une différence de pente semble tout de même bien présente : le Dark croît plus vite avec la température dans nos mesures (de 300 DN/s à 80 K à 2500 DN/s à 92 K) que dans celles de Sofradir (de 700 DN/s à 80 K à 1400 DN/s à 90 K). Cette différence n'est pas nécessairement surprenante dans la mesure où les deux situations de mesures sont très différentes, notamment la carte électronique de lecture du détecteur et ses réglages ont été modifiés entre les deux. Enfin, le courant d'obscurité dans la configuration 2 apparaît globalement bien plus élevé dès 80 K et continue ensuite de croître avec la température. Cette différence est bien au-delà des barres d'erreur et a été vérifiée avec plusieurs séries de mesures ce qui m'a amené à la considérer comme significative.

J'ai fait plusieurs hypothèses pour expliquer cette différence importante, qui réduit considérablement la gamme dynamique du détecteur à des températures élevées dans la configuration 2 : la température réelle du détecteur pourrait être plus élevée que mesurée en 2 s'il existe un gradient entre le point de mesure par une sonde Pt100 et le détecteur, le détecteur pourrait s'être dégradé durant ces 14 mois de stockage à température ambiante, ou encore une lumière parasite est présente dans le montage 2 qui ajoute du signal lumineux à la mesure.

Certaines de ces pistes ont pu être approfondies mais pas toutes faute de temps : une mesure faite en obstruant le hublot d'entrée de la cuve avec une charge froide en configuration 2 a permis d'identifier une contribution de lumière parasite d'environ 200 à 300 DN/s, inférieure aux écarts observés sur les courbes de la Figure 3.19 mais qui y contribue. Une mesure de température a été effectuée à l'aide de sondes situées tout près de la matrice du détecteur, elles ont indiqué une température 3 à 4 K plus élevée que mesuré lors des tests, allant dans le sens d'un gradient thermique, mais ces sondes ne sont pas étalonnées et ne peuvent donc être considérées comme des références robustes. En outre, un gradient de température dû à la distance entre le point

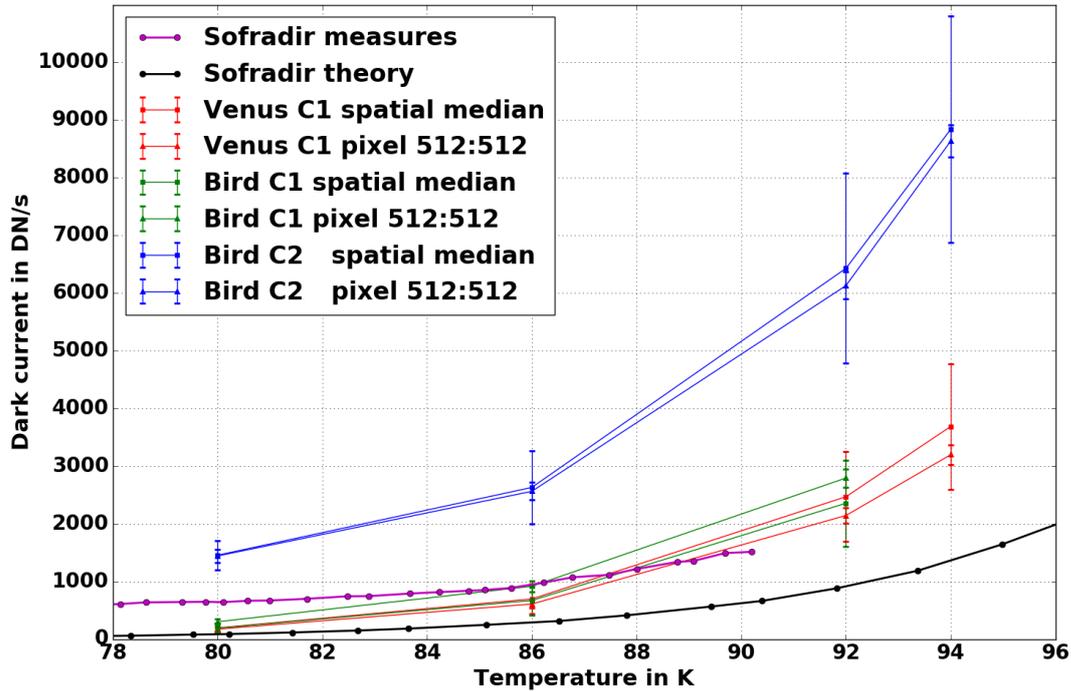


Fig. 3.19. : Évolution du courant d’obscurité en fonction de la température pour quatre dispositifs expérimentaux. Les carrés correspondent à la valeur médiane sur tout le détecteur après filtrage des pixels par le filtre Sofradir, les triangles à la valeur du pixel 512 :512. Les points sont des valeurs fournies par Sofradir.

de mesure et la matrice ne suffirait pas non plus à expliquer le résultat observé car le ratio des valeurs de Dark entre les deux configurations 2/1 évolue lui aussi avec la température : un gradient de 9 K serait nécessaire pour expliquer la mesure à 80 K mais un gradient de 6-7 K expliquerait la mesure à 86 K. Cet aspect n’est donc pas entièrement résolu, néanmoins ces comparaisons de mesures ont permis d’identifier les éléments pour lesquels des ajustements seront nécessaires lorsque ces dispositifs seront préparés pour accueillir les détecteurs de vol. Il s’agit de la limitation et/ou la quantification des lumières parasites, le placement de sondes de température étalonnées en de nombreux points entre la source froide et la matrice testée, et peut-être la nécessité de limiter le temps de stockage à température ambiante des détecteurs entre les différentes campagnes de tests pour limiter un potentiel vieillissement.

3.3.6. Linéarité en flux et profondeur de puits

3.3.6.1. Principe de la mesure

Jusqu’à présent toutes les mesures présentées pouvaient, et devaient, se faire en l’absence de source de lumière ce qui rendait la situation expérimentale très simple avec un détecteur isolé de toutes lumières et dont on règle la température, seul le type d’image et leur utilisation variait. Ici, nous allons commencer à utiliser une source lumineuse. En effet, l’objectif premier ici est de vérifier que les pixels qui se comportaient linéairement avec le temps de pose lors des mesures du Dark se comportent de même à temps d’intégration fixé lorsque le flux lumineux incident sur le détecteur varie. Cette seconde vérification de la linéarité nous amènera à nous intéresser de

près cette fois-ci à la profondeur de puits (FWC) des pixels. En effet, ce paramètre y est lié si on définit la profondeur de puits comme le niveau auquel la linéarité dépasse le critère de tolérance des 2%.

Les mesures ont donc eu lieu cette fois à un temps de pose fixé de 250 ms, et des séries de 30 images sont acquises (pour permettre une moyenne) pour chaque niveau de flux de la source. En l'occurrence la source est le couvercle placé face au détecteur dans la configuration 1, dont la face intérieure a été noircie et dont la température a été progressivement augmentée de 140 à 158 K par pas de 2 K. L'émissivité de la peinture noire utilisée n'était pas connue parfaitement, j'ai toutefois modélisé la source comme un corps noir parfait à la température correspondante, vu par chaque pixel de $15 \mu\text{m}$ de côté du détecteur sous un angle de 2π sr et j'ai effectué la conversion en électrons en supposant l'efficacité quantique fournie par Sofradir, qui est représentée en section 3.3.8. Il est alors possible de représenter le signal mesuré en fonction du flux en électrons fourni par la source.

3.3.6.2. Résultats

La Figure 3.20 présente un exemple d'évolution du niveau de signal (en rouge) en fonction du flux thermique de l'écran pour un détecteur à sa température nominale de 85 K : la saturation est atteinte entre $2.3 \cdot 10^6$ et $3.0 \cdot 10^6$ e-/s, ce qui montre un bon accord avec la profondeur de puits théorique des pixels de 737 235 e-, soit un flux de $2.9 \cdot 10^6$ e-/s pour une exposition de 250 ms. De même la linéarité est respectée dans le critère des 2% (traits pointillés verts) à l'exception du point à 10500 DN. La perte de linéarité après le niveau des 14 000 DN est en accord avec la précédente étude de linéarité en courant d'obscurité uniquement, montrant que les deux sources majeures de génération d'électrons dans ces détecteurs se comportent de façon similaire. Cette mesure est toutefois bien plus une validation qu'une caractérisation car il est impossible de dire si ce léger écart à la linéarité et à la profondeur de puits théorique sont une caractéristique réelle du détecteur ou le résultat d'une légère erreur de modélisation de la source, par exemple sur son émissivité qui pourrait être inférieur aux 99 % supposés. Si cette erreur de modélisation existe, elle reste tout de même faible au vu des écarts à la linéarité de quelques pourcents seulement, ce qui valide l'hypothèse de comportement de corps noir quasi-parfait pour l'écran source.

Il faut noter qu'une détermination précise de la FWC passe par un très bon échantillonnage des temps de pose ou niveaux de flux auxquels le pixel s'approche de la saturation, c'est-à-dire des temps de pose longs ce qui est donc très gourmand en temps de mesure. Or les changements de température de source et leur stabilisation sont particulièrement longs (plusieurs dizaines de minutes) ce qui ne nous a pas permis d'en multiplier le nombre, nous avons donc fait le choix de proposer une mesure de la FWC. Toutefois dans ces tests l'échantillonnage n'est pas toujours satisfaisant même en terme de temps d'intégration, ce qui dégrade la qualité de nos mesures de FWC comme nous allons le voir. Cet enseignement sera important pour la caractérisation des détecteurs de vol, où un échantillonnage plus fin devra être adopté ce qui exige de prévoir une plus longue campagne de mesures.

La mesure de FWC systématique pour tous les pixels est donc proposée à partir des mesures de courant d'obscurité en fonction du temps d'intégration et définie comme la valeur, en DN, à partir de laquelle les barres de tolérance à 2 % sont dépassées (par valeur inférieure ou supérieure), ce qui ne devrait se produire que près du niveau zéro du pixel ou de son plateau de saturation. Par conséquent, cette profondeur est calculée en extrayant les valeurs pour chaque pixel à laquelle les tolérances sont atteintes, séparées en temps d'intégration courts (offset électronique atteint) et longs (saturation atteinte). Cependant, l'exemple de résultat d'histogramme illustré à la Figure 3.21 montre une limite haute inattendue (en rouge) répartie entre 4000 et 16 000 DN alors que

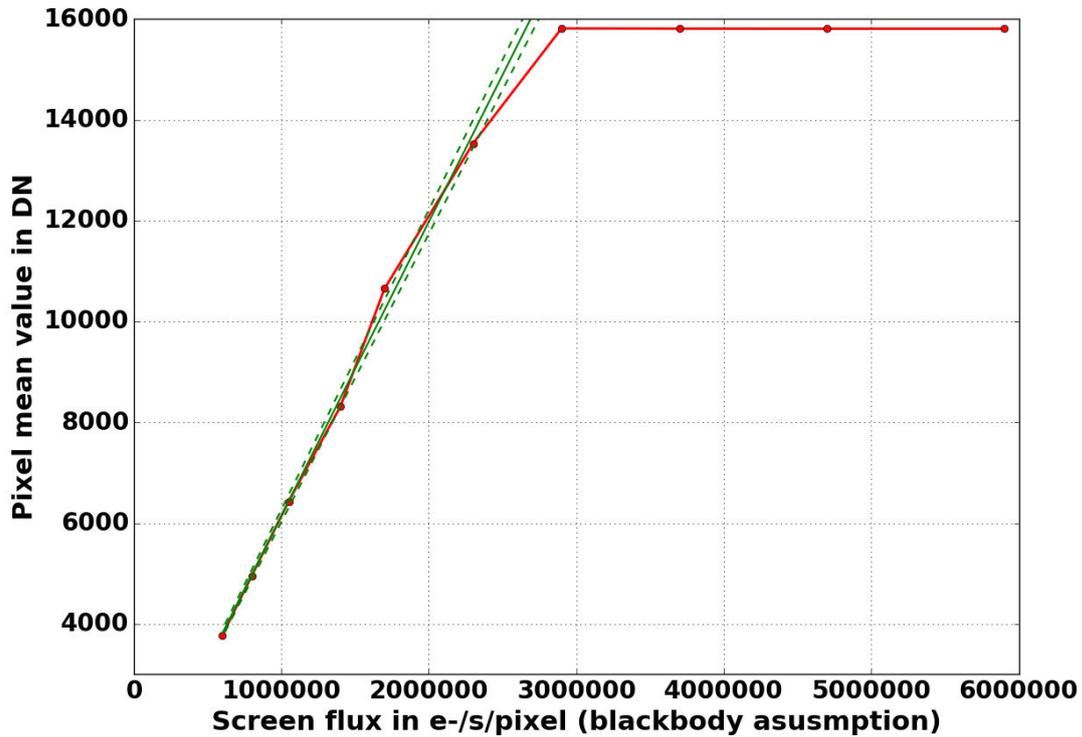


Fig. 3.20. : Signal moyen sur 30 images pour le pixel central de la matrice à un temps de pose de 250 ms, avec des températures d'écran-source variables de 140 à 158 K. L'ajustement linéaire en vert n'est effectué que sur les points non-saturés et le flux reçu utilisé en abscisse est le résultat d'une modélisation en supposant que l'écran-source a le comportement d'un corps noir avec une émissivité de 0.99.

le pic attendu entre 15 000 et 16 000 DN n'est que peu marqué et représente seulement quelques dizaines de pourcents des pixels.

Il ne faut pour autant pas en conclure que les pixels ont une profondeur de puits aussi variable de l'un à l'autre, j'ai donc cherché des comportements de pixels qui pouvaient mener à ce résultat sans que leur profondeur de puits ne soit aussi faible. La Figure 3.22 montre des exemples d'ajustements linéaires de pixels permettant de comprendre ce comportement plat inattendu pour la limite haute : les deux tracés du haut ont un comportement normal avec un plateau de saturation autour de 15800 DN, des pentes linéaires dont les valeurs sont dans le centre des distributions de courant d'obscurité identifiées en section 3.3.4, et de très petites barres d'erreur (calculées comme indiqué dans la section 3.3.4) à tous les temps d'exposition, mais ils franchissent la ligne de tolérance inférieure à 2 % à des niveaux très différents (environ 12000 DN et 9000 DN) visiblement à cause du mauvais échantillonnage des temps de pose élevés ce qui explique une partie des résultats inattendus de FWC. En revanche, les deux tracés du bas de cette Figure 3.22 présentent des cas différents : sur le graphique de gauche, on peut voir que les barres d'erreur autour des 25 s d'exposition sont nettement plus élevées que le reste et que les points mesurés se comportent très différemment, ce qui donne une première perte de linéarité à seulement 7000 DN. Et enfin, le tracé de droite semble indiquer deux régimes de linéarité, un premier jusqu'à 4000 DN et un second (là aussi mal échantillonné temporellement) jusqu'à 14000 DN.

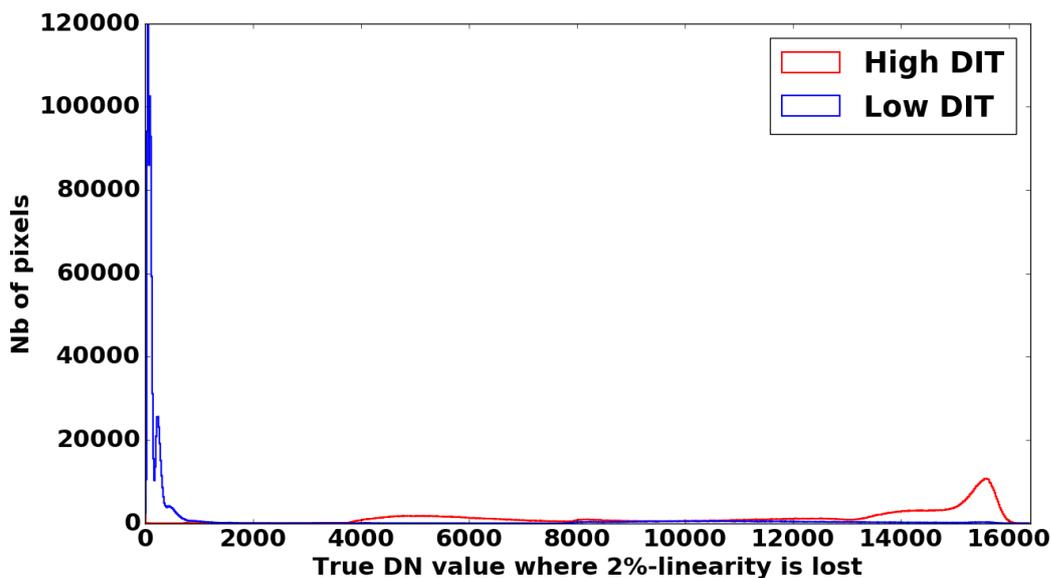


Fig. 3.21. : Histogramme du premier niveau auquel le critère de linéarité à 2% n'est plus respecté pour les temps de pose élevés (rouge) et faibles (bleu), ici pour un détecteur à 86 K.

Les exemples de comportement partiellement non-linéaire cités ici sont très communs dans ces détecteurs, ce qui explique aussi le comportement inattendu de la mesure de profondeur de puits, en plus des problèmes d'échantillonnage. Par conséquent, ces effets rendent nécessaire la définition de deux estimateurs bien distincts : une carte de perte de linéarité et la profondeur de puits. Pour ce dernier, une définition comme le niveau où le plateau de saturation est complètement atteint serait envisageable mais risquerait de donner de fausses idées sur la gamme dynamique linéaire exploitable, je ne l'ai donc pas appliquée. Concernant la linéarité, on constate qu'une majorité des pixels de la matrice étudiée ne répondent plus au critère à 2% bien avant la saturation, ce qui ne sera pas nécessairement le cas sur les détecteurs de vol, et souligne du point de vue opérationnel la nécessité d'un bon échantillonnage des temps d'intégration (ou du flux), au détriment de la durée de la campagne de mesures.

3.3.7. Inhomogénéités de la réponse spatiale : Flat-Field

3.3.7.1. Principe de la mesure

Une autre mesure qui nécessite un flux lumineux est celle du Flat : elle consiste à éclairer le détecteur avec une source spatialement parfaitement homogène, ce qui doit être le cas de l'écran noir utilisé en configuration 1 et de la sphère intégrante de la configuration 2. Un temps d'intégration est choisi pour obtenir des images à peu près centrées sur la gamme dynamique du détecteur, ici 1 s avec les flux choisis. Puis, une série de 25 images est acquise et moyennée, ce qui fournit une image dont les niveaux de signal de tous les pixels devraient être identiques puisque la source observée est uniforme mais qui ne l'est pas. En effet, tous les pixels n'ont pas la même réponse au flux incident, ce que cette image de référence qu'est le Flat permet de corriger : lorsqu'une scène réelle sera observée elle sera divisée par le Flat normalisé pour éliminer ces inhomogénéités de réponse. La normalisation du Flat se fera ici par sa moyenne spatiale, ce qui donne une idée de l'amplitude relative des inhomogénéités, les inhomogénéités très fortes

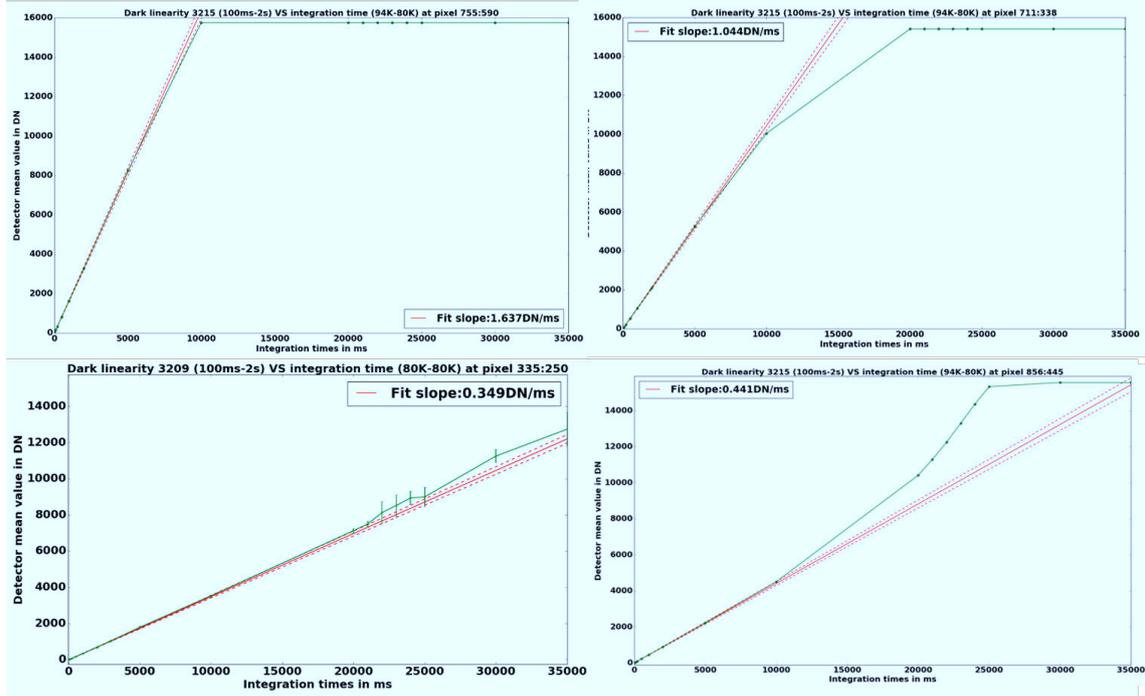


Fig. 3.22. : Exemples de comportements de pixels s'éloignant de la linéarité de façon inattendue.

étant en général associés à des pixels défectueux. Enfin, il est nécessaire de mesurer ce Flat à plusieurs températures de détecteur, car elle peut avoir une influence importante également sur ce paramètre.

3.3.7.2. Résultats

La carte d'inhomogénéités spatiales obtenue avec un détecteur à 80 K en configuration 1 est représentée en Figure 3.23. Le flux moyen observé est à mi-dynamique comme souhaité, ce qui valide les choix de flux et de temps de pose, avec des variations spatiales relatives d'environ $\pm 10\%$ de la valeur moyenne. Quelques zones présentent une cosmétique déjà remarquée avec les pixels défectueux et le Dark caractéristique de la couche semi-conductrice, mais on retrouve aussi une asymétrie gauche-droite due aux différences de valeurs de gains entre les canaux vidéos caractéristique de la cosmétique électronique vue avec le RON et l'offset. On peut remarquer également que l'absence de symétrie centrale dans cette image rend les inhomogénéités à grande échelle peu susceptibles de provenir de l'écran-source, ce qui donne l'assurance que seules les inhomogénéités spatiales de réponse du détecteur sont mesurées ici, conformément à l'objectif. En effet, la régulation thermique de l'écran est réalisée par une tresse thermique en son centre, donc toute variabilité provenant d'une mauvaise régulation thermique ou stabilisation de l'écran devrait présenter une symétrie centrale. De plus, nous avons démontré dans la partie précédente que l'écran était bien décrit par un corps noir, ce qui signifie que des inhomogénéités fortes de son revêtement absorbant (qui pourraient ne pas avoir de symétrie centrale) sont également peu probables.

Cette carte a été mesurée de nouveau en configuration 2, où cette fois la sphère intégrante éclairée par le banc optique et son corps noir était utilisée comme champ plat. Le système étant plus complexe que l'écran fortement émissif placé juste devant le détecteur de la configuration 1 et l'éclairage centré sur une faible largeur de longueur d'onde, des différences pourraient

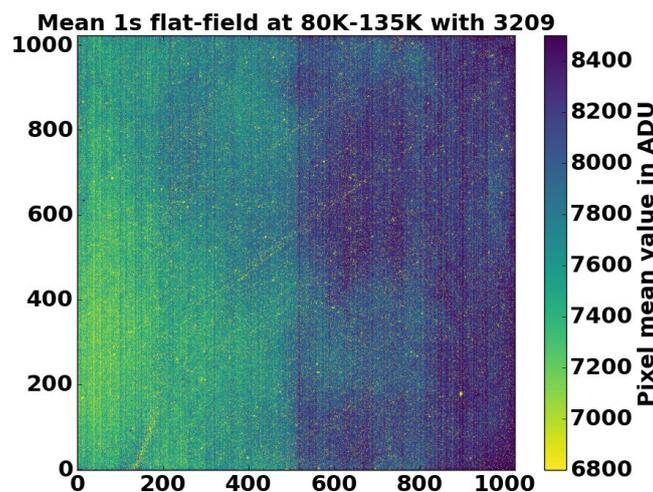


Fig. 3.23. : Image moyenne obtenue avec un flux lumineux dans Vénus en configuration 1 avec un détecteur à 80 K.

provenir de l'éclairage mais la carte obtenue en Figure 3.24 n'en montre pas de significative, cet aspect de la cosmétique ne semble donc pas avoir évolué et la sphère intégrante remplit bien son rôle. Toutefois, la dispersion de ses variations relatives semble plus importante comme le montre son histogramme en valeurs relatives en Figure 3.25 obtenu après division par la moyenne spatiale de la carte : sa largeur totale est plus proche des 40 %, ce qui peut provenir d'une température réelle plus élevée que les 80 K mesurés comme nous allons le voir en faisant varier la température en configuration 1.

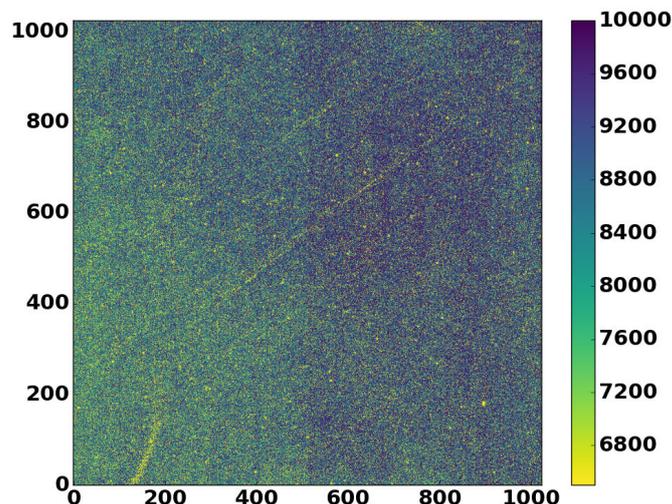


Fig. 3.24. : Image moyenne obtenue avec un flux lumineux en bande spectrale étroite dans BIRD en configuration 2 avec un détecteur à 80 K.

La Figure 3.26 montre l'évolution de l'historgramme des valeurs relatives du Flat pour trois températures différentes en configuration 1, avec deux couleurs pour les deux détecteurs testés. On constate d'abord que la dispersion des valeurs augmente avec la température et l'historgramme à 90 K est très similaire à celui de la Figure 3.25 mesuré en configuration 2. On retrouve la

3.3 Mise en œuvre des mesures et résultats pour les détecteurs Sofradir

population de pixels défectueux tout à fait à gauche des histogrammes et la forme asymétrique de l'histogramme à 90 K alerte sur la nécessité pour cette mesure de se placer à un flux suffisant pour dominer tous les autres effets : dans le cas de ce détecteur, la contribution du courant d'obscurité n'est plus négligeable à 90 K, le niveau de flux devra donc être sélectionné tardivement pour les campagnes de mesure sur les détecteurs de vol, une fois leur niveau de Dark en fonction de la température connu.

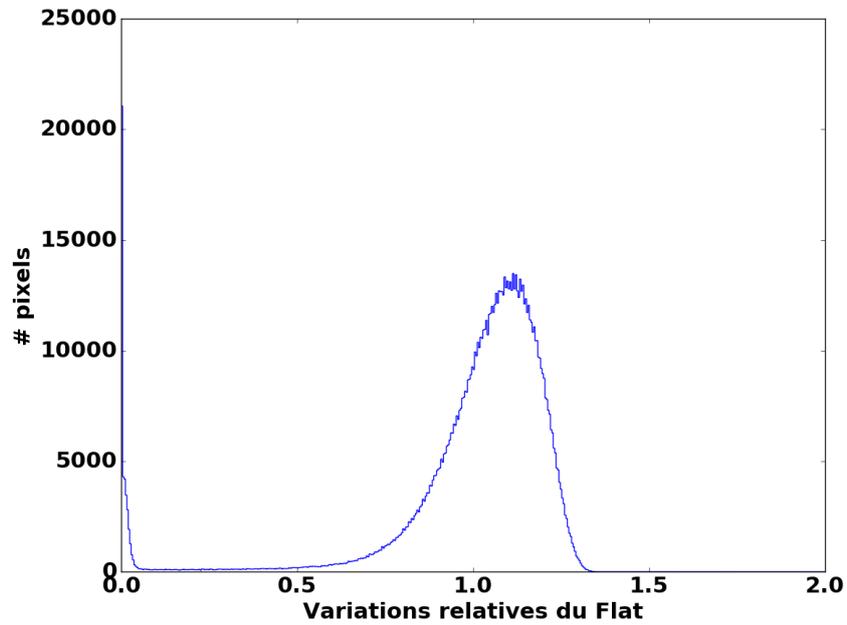


Fig. 3.25. : Histogramme de la Figure 3.24

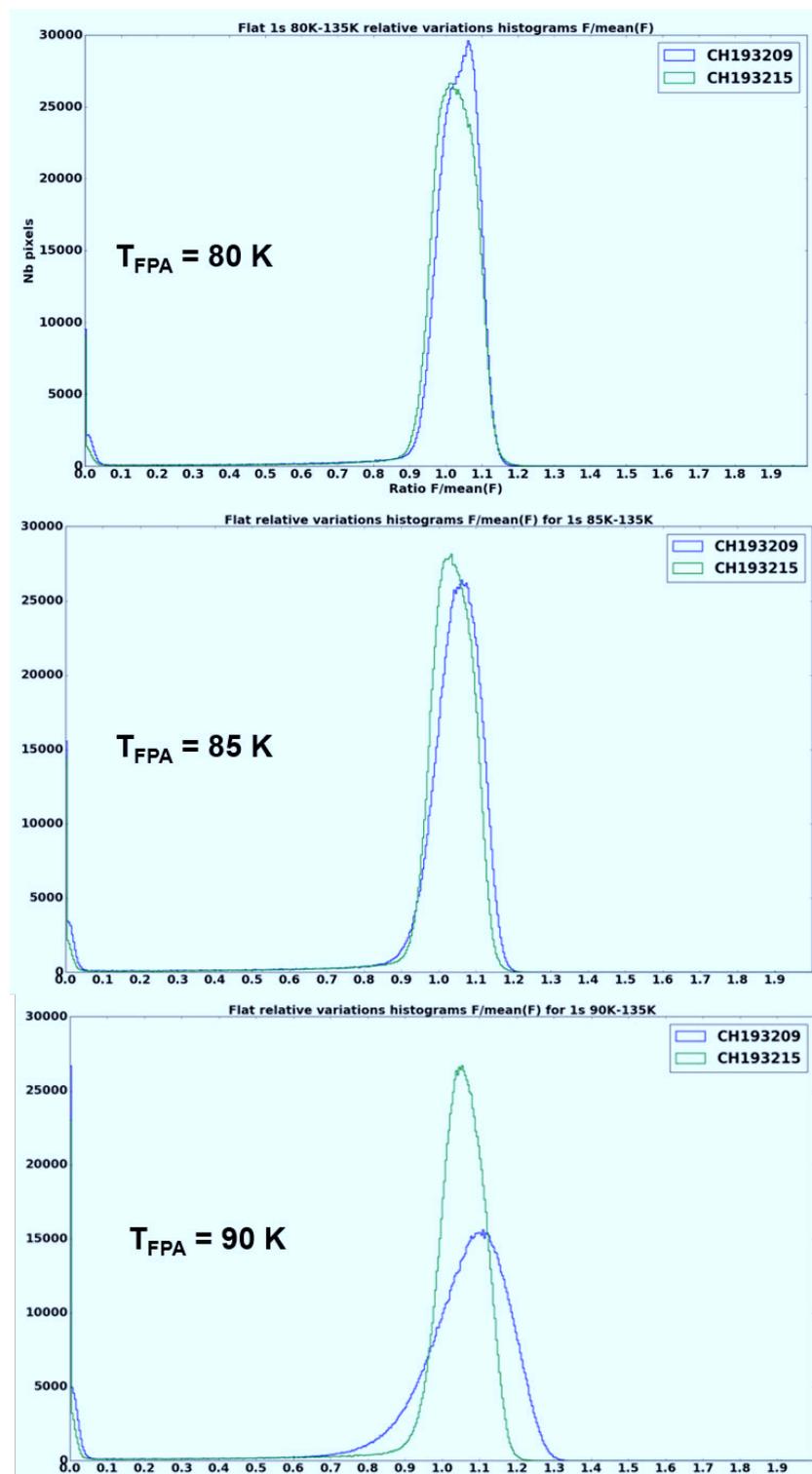


Fig. 3.26. : Évolution de l'histogramme des variations relatives du Flat pour deux détecteurs en fonction de leur température.

3.3.8. Efficacité quantique (QE)

3.3.8.1. Principe de la mesure

La mesure de l'efficacité quantique du détecteur n'est possible qu'en configuration 2 dans BIRD, en utilisant les deux réseaux du monochromateur Horiba iHR550 (150 et 300 traits/mm) permettant de couvrir la totalité de la gamme spectrale recherchée et un corps noir CI-Systems comme source, chauffé à 750°C en permanence pour fournir assez de flux à toutes les longueurs d'onde sans avoir besoin de modifier cette température ce qui était coûteux en temps à cause des délais de stabilisation du corps noir de l'ordre de la demi-heure. Pour chaque série de mesures de 15 images à une longueur d'onde donnée avec le détecteur Sofradir, le flux absolu était mesuré par un capteur mono-pixel MCT étalonné placé à 90° du détecteur sur un port de la sphère intégrante. Ces séries de mesures étaient faites tous les 50 nm, avec des filtres éliminant les ordres autres que 1. Les temps de pose utilisés ont été adaptés au flux disponible pour que les images obtenues aient une bonne dynamique, soit 3 et 4 s.

La QE, qui est un facteur de conversion de photons en électrons compris entre 0 et 1, peut ensuite être calculée comme suit à partir de sa définition :

$$QE = \frac{Nb_{e-}}{Nb_{ph}} = \frac{G \cdot \frac{N - N_{Dark}}{\Delta t}}{\frac{U_{MCT} \cdot F_{MCT}}{E_{ph}} \cdot \frac{S_{pix}}{S_{MCT}} \cdot \frac{\Omega_{pix}}{\Omega_{MCT}}} \quad (3.2)$$

Où on a :

- Nb_{e-} le nombre d'électrons générés par le détecteur Sofradir
- Nb_{ph} le nombre de photons incidents vus par le MCT
- G le gain en e-/DN du détecteur Sofradir
- N le niveau, en DN, lus sur le détecteur Sofradir
- Δt le temps d'intégration en secondes
- U_{MCT} la tension mesurée sur le MCT
- F_{MCT} la fonction de transfert du MCT en W/V
- E_{ph} l'énergie d'un photon à la longueur d'onde considérée
- S la surface du pixel ou du MCT en cm^2
- Ω l'angle solide vu par un pixel ou par le MCT

Pour chaque pixel, la valeur médiane sur les 15 images est ensuite calculé pour constituer un point de mesure spectrale, ainsi que l'écart-type sur cette série d'images qui donne l'incertitude de mesure. Avec le réseau 300 tr/mm, utilisé jusqu'à 3 μm , la largeur spectrale d'une mesure est de 10 nm pour la largeur de fente utilisée de 2 mm, tandis qu'avec le réseau 150 tr/mm utilisé au-delà de 3 μm cette largeur spectrale est de 20 nm. On peut déjà remarquer que ces largeurs importantes ont été utilisées pour diminuer le temps total de mesure mais elles devront être de l'ordre de grandeur de l'échantillonnage spectral attendu pour MAJIS lors des campagnes de caractérisation des détecteurs de vol.

3.3.8.2. Résultats

Le résultat, comparé à la mesure fournie par Sofradir en rouge, est représenté sur la Figure 3.27 en points bleus pour chaque longueur d'onde testée. La forme spectrale reproduit bien celle attendue avec notamment la vérification de la longueur d'onde de coupure (QE inférieure à 50 %) à $5.3 \mu\text{m}$. Toutefois, cette courbe a dû être multipliée par un facteur arbitraire de 27 pour l'amener à un niveau comparable à la mesure de Sofradir. En outre, un décrochage brutal est observé à $3 \mu\text{m}$, et une signature spectrale apparaît à $2.5 \mu\text{m}$ d'origine atmosphérique (accompagnée d'une plus forte variabilité comme le montre ses barres d'erreur) mais bien plus faible que ce qui avait été obtenu lors de mesures préliminaires sans purge du monochromateur à l'azote sec. Le comportement spectral reste éloigné de ce qui est attendu entre 2 et $2.5 \mu\text{m}$, ce qui est probablement à relier à la courbe d'étalonnage du MCT qui n'est connue qu'à partir de $2.5 \mu\text{m}$ et qui est donc le résultat d'une extrapolation aux longueurs d'onde inférieures. Le décrochage à $3 \mu\text{m}$ coïncide avec un changement de réseau, mais qui devrait être sans effet puisqu'il s'applique de la même manière au flux mesuré par le MCT et par le Sofradir. Cet effet, en plus de la question critique du facteur 27 soulignant une mauvaise photométrie, nous amène à supposer que les deux capteurs ne voient pas rigoureusement le même flux et/ou que nos facteurs correctifs de surface et d'angle de vue sont erronés. Cela semble peu probable pour les surfaces qui sont bien connues : la matrice du détecteur compte 1024 pixels de $15 \mu\text{m}$ de côté et le MCT fait 2 mm de côté. Mais c'est plausible pour les angles de vue effectifs qui sont difficile voire impossibles à vérifier dans les faits sur le dispositif intégré. La validité de l'étalonnage du MCT et la linéarité de sa réponse en flux sont aussi à remettre en question pour expliquer cet écart photométrique, toutefois les mesures nécessaires à la rectification de ces problèmes n'ont pas pu avoir lieu dans le planning contraint.

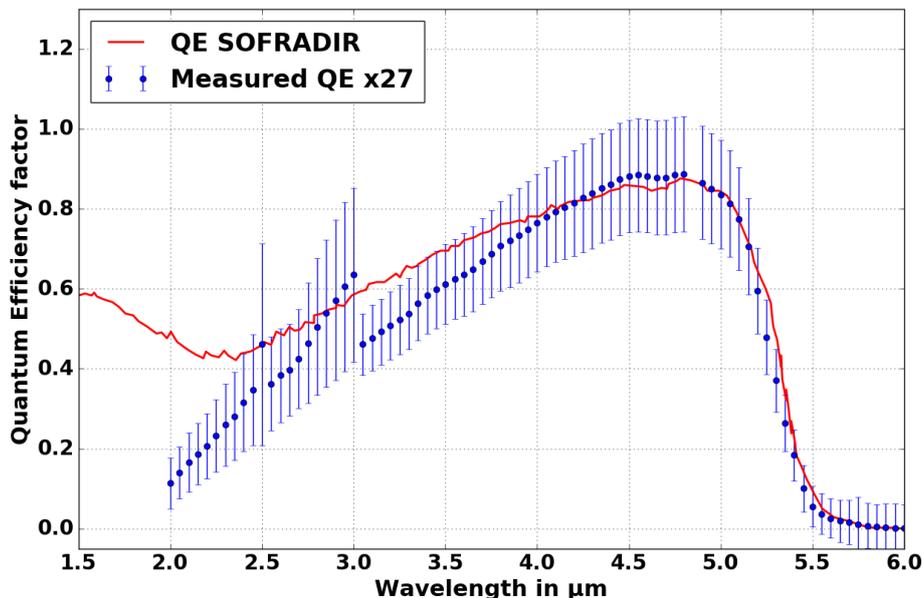


Fig. 3.27. : Efficacité quantique fournie par Sofradir en rouge et mesure médiane sur le détecteur sous purge d'azote faite en configuration 2 représentée par les points bleus, multipliés par un facteur 27, avec un échantillonnage spectral de 50 nm. Les barres d'erreur correspondant à l'écart-type mesuré sur une série de 15 images consécutives à chaque longueur d'onde.

La Figure 3.28 représente la géométrie d'observation à l'intérieur de la sphère intégrante : la position du MCT de référence presque tangent à la sphère amène à considérer un champ de vue de 2π sr qui est probablement erroné et surtout très différent de l'angle de 60° utilisé par son fabricant lors de son étalonnage. Le champ de vue du pixel central du détecteur Sofradir est quant à lui calculé directement à partir des dimensions indiquées sur ce schéma 3.28.

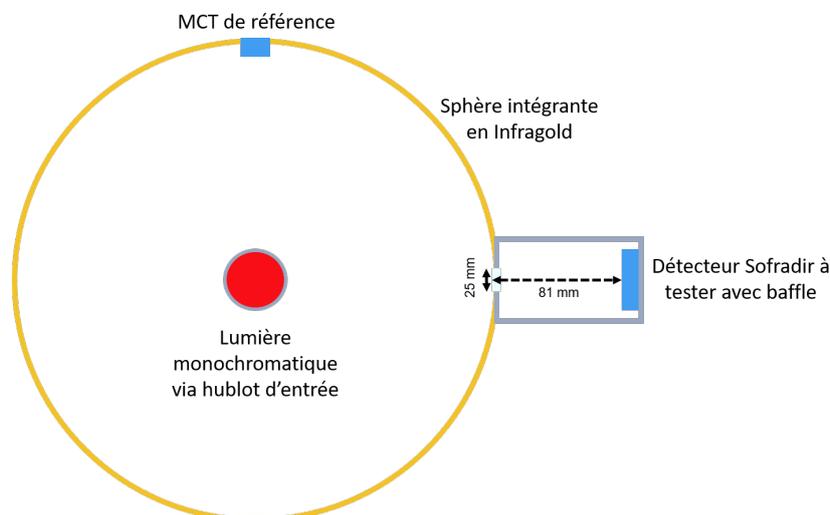


Fig. 3.28. : Schéma de la sphère intégrante placée dans la cuve à vide en configuration 2. Le hublot d'entrée du flux lumineux issu du monochromateur est situé en retrait par rapport au plan du schéma.

Les résultats de mesure de QE permettent donc de retrouver la longueur d'onde de coupure en l'état, à condition que la purge à l'azote soit bien réalisée, mais n'est pas encore validée radiométriquement : le montage de la configuration 2 bien plus complexe que la configuration 1 présente des défis supplémentaires, dont je discute de la résolution dans la partie suivante.

3.4. Conséquences pour le développement des bancs de caractérisation MAJIS

3.4.1. Performances des mesures

Les résultats que nous venons de voir, obtenus sur les détecteurs Sofradir, constituent d'une part une caractérisation presque complète d'un modèle de détecteur qui a un intérêt en tant que tel indépendant du développement de MAJIS, bien que n'étant pas applicables aux détecteurs de vol comme on l'a vu. Mais ils ont aussi et surtout permis dans le cadre du développement de l'instrument de montrer les bonnes performances d'ensemble des bancs de caractérisation, des stratégies de mesure implémentées, et des programmes de traitement des données développés. Les résultats qui ne se sont pas avérés aussi robustes qu'espérés permettent d'orienter les améliorations expérimentales à apporter pour atteindre les objectifs, tandis que lorsque les performances elles-mêmes n'ont pas donné satisfaction, c'est sans conséquence sur l'instrument final. Le tableau de synthèse 3.4 résume la faisabilité des mesures envisagées pour MAJIS et les performances obtenues sur des détecteurs Sofradir de test en rappelant les objectifs initiaux de la caractérisation.

Nous avons par exemple pu confirmer que la mesure de plusieurs paramètres peut être optimisée, en terme de temps d'acquisition, puisqu'ils peuvent être extraits d'un même jeu de

Paramètres	Spécifications	Conformité Sofradir	Conformité banc
Niveau zéro	-	Oui	Oui
Pixels défectueux	< 3% des pixels	Non	Oui
Bruit de lecture	< 50e- par lecture	Non	Oui
Linéarité du courant d'obscurité en temps d'intégration	< 5% des pixels non linéaires	Non	Oui
Courant d'obscurité en fonction de la température	< 7000e-/s	Non	Oui, mesures de température à consolider
Linéarité sous flux lumineux	< 5% des pixels non linéaires	Non	Oui
Profondeur de puits	> 40000e- par pixel physique	Oui	Oui
Inhomogénéités de la réponse spatiale	< 5% d'écart-type	Non	Oui
Efficacité quantique	> 50% en moyenne	Oui	Oui spectralement, non photométriquement

Tab. 3.4. : Résultats des mesures effectuées avec les bancs de caractérisation dans leurs configurations 1 et 2 avec les détecteurs Sofradir.

données. Notamment, si une série d'acquisitions à temps de pose croissant est effectuée dans des conditions d'obscurité satisfaisante, elle permet la mesure de l'offset, du RON, de la linéarité du courant d'obscurité en temps d'intégration et même de la saturation si le niveau moyen de courant d'obscurité est suffisant et/ou si les derniers temps de pose utilisés sont assez longs. Dans ce même cadre, nous avons notamment pu constater que le nombre d'images acquises à chaque temps de pose pouvait être réduit sans impact significatif sur la mesure : à l'exception du RON qui nécessite entre 50 et 100 images pour que sa cartographie comme écart-type temporel des valeurs de chaque pixel au plus court temps de pose, tous les autres temps d'intégration n'ont pas besoin d'être répétés 25 ou 30 fois comme dans les campagnes de mesures présentées ici, dans le cas où le planning de mesure serait fortement contraint 10 images suffiraient. Ce nombre plus faibles d'images par temps de pose aura également un intérêt lors du traitement : en effet, le calcul de chaque point moyen de courant d'obscurité par ajustement linéaire sur tous les temps de pose testés, et en fonction de la température du détecteur, s'est avéré être une étape très lourde, gourmande à la fois en mémoire et en temps de calcul. Une réduction du volume total de données rendra donc le traitement moins exigeant en ressources.

La définition choisie des pixels défectueux peut avoir une grande influence sur leur proportion comme on l'a vu, pour autant il s'est avéré qu'une fois une définition retenue et conservée pour la suite, ce qui sera le cas sur les détecteurs de vol, elle est un excellent indicateur de l'évolution de l'état du détecteur et s'avère parfaitement reproductible si cet état n'a pas changé.

Il s'est avéré que l'utilisation de l'écran noir comme source de flux lumineux variable en configuration 1 donnait toute satisfaction, notamment l'accord avec sa modélisation comme corps noir parfait alors que l'émissivité de sa peinture noire n'était pas connue au préalable, ce qui nous incitera donc à chercher les éventuels écarts à la modélisation dans des dispositifs

plus complexes plutôt du côté des optiques. Cet outil permet aussi une mesure de Flat très complémentaire de ce qui peut être fait en configuration 2 : dans ce dernier cas la sphère intégrante semble très bien jouer son rôle puisque les structures d'inhomogénéités spatiales ont été retrouvées mais d'éventuelles différences spectrales du Flat pourraient être identifiées en comparant le Flat à bande spectrale large de la configuration 1 à ceux qui peuvent être obtenus en bande spectrale étroite en configuration 2.

Nous avons aussi pu constater que le temps de stabilisation de certaines sources à un niveau de flux donné en configuration 2 peut être le facteur limitant dans la durée totale de mesures, ce qui nous amène à retenir la solution utilisée dans les mesures sur les Sofradir c'est-à-dire plutôt une adaptation du temps de pose, lorsque c'est possible. Cette solution n'est toutefois pas applicable pour une mesure, celle de la linéarité en fonction du flux lumineux, ce qui en fait une contrainte importante pour les futures campagnes de mesure sur les détecteurs de vol.

Enfin, la mesure de la profondeur de puits quantique par l'approche simple que nous considérons au départ n'a pas donné de résultat satisfaisant à cause du comportement erratique de très nombreux pixels sur les détecteurs Sofradir et d'un mauvais choix d'échantillonnage temporel. Ce résultat souligne globalement une mauvaise linéarité dans le critère des 2% sur les Sofradir, qui peut être la manifestation du fait qu'il s'agisse de détecteurs de tests. Ce sera donc un point d'attention sur les H1RG : soit ce type de comportement sera bien moins présent, soit il sera nécessaire de les identifier au préalable et de les filtrer pour déterminer cette profondeur de puits. Dans tous les cas la mesure est effectivement réalisable en l'état actuel et il est possible de la raffiner autant que nécessaire par exemple en améliorant l'échantillonnage temporel.

3.4.2. Axes d'amélioration pour les détecteurs H1RG

Ces mesures ont aussi permis d'identifier des problèmes inhérents aux configurations implémentées et d'en chercher des pistes de résolution. Notamment, les résultats de mesure du courant d'obscurité en fonction de la température du détecteur en configuration 2 montrent un probable défaut du dispositif expérimental : les valeurs de courant d'obscurité étant systématiquement plus élevées dans cette configuration, d'un facteur allant de 6.5 à 80 K à 2.3 à 94 K d'après la Figure 3.19. Ce facteur est très clairement significatif au vu des barres d'erreur, ce qui peut s'interpréter par un gradient entre la température mesurée par les sondes Pt100 et la température réelle du détecteur, qui seront donc plus élevée, si ces sondes sont par exemples placées plus près de la tresse froide que le détecteur. Toutefois, le ratio étant décroissant avec la température, il ne peut s'agir uniquement d'un gradient de température fixe car le comportement attendu dans ce cas serait un ratio croissant avec la température.

D'autres pistes ont été explorées, notamment celle d'une fuite de lumière parasite venant ajouter du signal, particulièrement probable dans cette configuration puisque le hublot d'entrée de la cuve Bird n'est alors pas obturé à froid. Un tel signal a pu être identifié par différence avec une mesure effectuée avec une charge froide devant ce hublot. Ce flux parasite thermique est d'environ 200 DN/s, ce qui n'est pas négligeable mais n'explique pas toute la différence observée. Une autre piste pourrait être une dégradation des performances du détecteur puisqu'il a été stocké plus d'un an à température ambiante entre les dernières mesures en configuration 1 et les premières en configuration 2. On peut noter par exemple que (Rauscher et al., 2012) a observé un comportement similaire sur des détecteurs H2RG avec une augmentation du courant d'obscurité d'environ 30 % après 2 ans de stockage à température ambiante. Mais cela ne donne pas de certitudes pour l'utilisation du dispositif avec d'autres détecteurs, qu'il sera donc souhaitable de caractériser dans un laps de temps court pour éliminer cette source potentielle de désaccord entre les mesures.

En outre, j'ai pu constater que la mesure d'efficacité quantique n'était pas fiable photométriquement en l'état. Les pistes identifiées sont un mauvais étalonnage du MCT de référence, ce dernier ayant été délivré presque deux ans avant les mesures en configuration 2, ou une différence d'angle de vue de la sphère intégrante entre le MCT et le détecteur Sofradir qui serait différente de celle utilisée dans le calcul de la QE. Notamment l'hypothèse qui est faite que le MCT voit un hémisphère complet est à remettre en question, mais une mesure robuste de cet angle est difficile à réaliser expérimentalement. Toutefois, l'investigation n'a pas été poussée plus loin avec le détecteur Sofradir, par manque de temps mais aussi parce que les détecteurs H1RG seront intégrés dans le support mécanique et thermique qui sera aussi le leur dans l'instrument lors de cette caractérisation, contrairement au Sofradir, ce qui rendrait donc une correction d'angle déterminée avec le Sofradir inapplicable au H1RG. L'angle de vue étant relativement facile à mesurer mécaniquement lorsque le détecteur est plus en retrait par rapport à la sphère, on pourrait envisager de reculer également le MCT de référence pour qu'il ne soit plus tangent à la sphère. De plus, la mise sous caisson étanche de l'ensemble du chemin optique à l'extérieur de la cuve à vide permettrait une purge à l'azote fiable et augmenterait grandement la stabilité du système. Enfin, des tests plus approfondis du fonctionnement du MCT de référence afin de confirmer la validité de son étalonnage et de vérifier qu'il est utilisé dans sa plage de linéarité sont prévus.

Certaines stratégies de mesures illustrées ici avec les détecteurs Sofradir ne seront pas directement applicables aux H1RG comme on l'a vu, ce qui nécessitera les adaptations que je reprends ici. La gestion thermique des configurations avec les H1RG sera compliquée par la présence de leur cryo-électronique de proximité, qui augmentera donc la masse à refroidir et nécessitera donc plus d'attention pour les éventuels gradients entre points de mesure. Pour les mesures d'offset et de RON, le temps de pose le plus faible disponible sur les H1RG étant bien plus élevé que sur les Sofradir (65 ms contre 110 μ s) leur détermination pourrait être entachée de plus d'erreur, notamment il ne sera pas forcément possible, selon le niveau réel de courant d'obscurité constaté sur les H1RG, de mesurer l'offset comme une constante à plusieurs temps de pose proches du plus faible. La grandeur mesurée serait tout aussi nécessaire au traitement des données acquises ultérieurement mais aurait une définition légèrement différente.

Concernant l'éventuel vieillissement du détecteur par stockage à température ambiante, cet aspect ne sera pas un problème pour les H1RG puisque les campagnes de mesures seront cette fois faites à la suite. Quant aux gradients de températures éventuels ils seront mieux maîtrisés en plaçant plus de sondes étalonnées entre le détecteur et la source froide ce qui devrait donner une meilleure confiance dans la mesure de température. Enfin, si jamais la mesure de QE reste entachée d'erreur photométrique même lors des campagnes de mesure finales, une solution intermédiaire pourra être envisagée en utilisant les quelques longueurs d'onde où la valeur de QE est fournie par Teledyne comme références absolues et en utilisant nos mesures pour évaluer le comportement spectral dont on a vu qu'il était fiable lorsque la purge à l'azote est bien réalisée.

Environnement radiatif de la mission JUICE et conséquences pour MAJIS

4.1	La magnétosphère de Jupiter	125
4.1.1	Flux de particules et processus d'accélération	125
4.1.2	Conséquences sur les instruments	127
4.1.2.1	Dégâts de déplacement / non-ionisants	127
4.1.2.2	Dégâts d'ionisation	128
4.2	Article : <i>TID and high energy protons tests on IR HgCdTe CMOS detectors for Jovian environment</i>	128
4.3	Article : <i>Characterisation of transient signal induced in IR detector array by Jupiter high-energy electrons and implications for JUICE/MAJIS operability</i> . . .	145

4.1. La magnétosphère de Jupiter

4.1.1. Flux de particules et processus d'accélération

La magnétosphère de Jupiter, définie comme la zone autour de la planète où les forces générées par son champ magnétique sont dominantes, est particulière à plusieurs titres. En comparaison de celle de la Terre par exemple, l'origine du champ magnétique est certes identique, c'est-à-dire la dynamo interne de la planète qui génère un champ magnétique de configuration similaire à celle d'un dipôle par le mouvement de particules chargées électriquement. Mais son intensité est supérieure d'un facteur 10 environ, à la surface de la planète au niveau de l'équateur : les modèles s'accordent sur 4 Gauss pour Jupiter (e.g. [Divine & Garrett, 1983](#)) alors que l'on mesure 0.4 Gauss sur Terre. Surtout, l'origine du contenu en plasma de cette magnétosphère et la source d'énergie qui l'alimente sont différents : alors que sur Terre le vent solaire est le principal apport en protons et électrons chargés de grande vitesse, autour de Jupiter c'est sa lune volcanique Io qui est la principale source de plasma en masse (environ 1 tonne/s) avant le vent solaire (100 kg/s) et l'énergie est principalement fournie par la rotation particulièrement rapide de la planète

(moins de 10h). Par conséquent, la magnétosphère jovienne est riche en ions lourds dérivés de S et O qui composent majoritairement les éjectas volcaniques d'Io, tandis que les protons sont principalement apportés par le vent solaire. Leurs flux respectifs à une distance de $25 R_J$ sont indiqués sur la Figure 4.1, réalisée à partir des données de la sonde Galileo (Khurana, 2001).

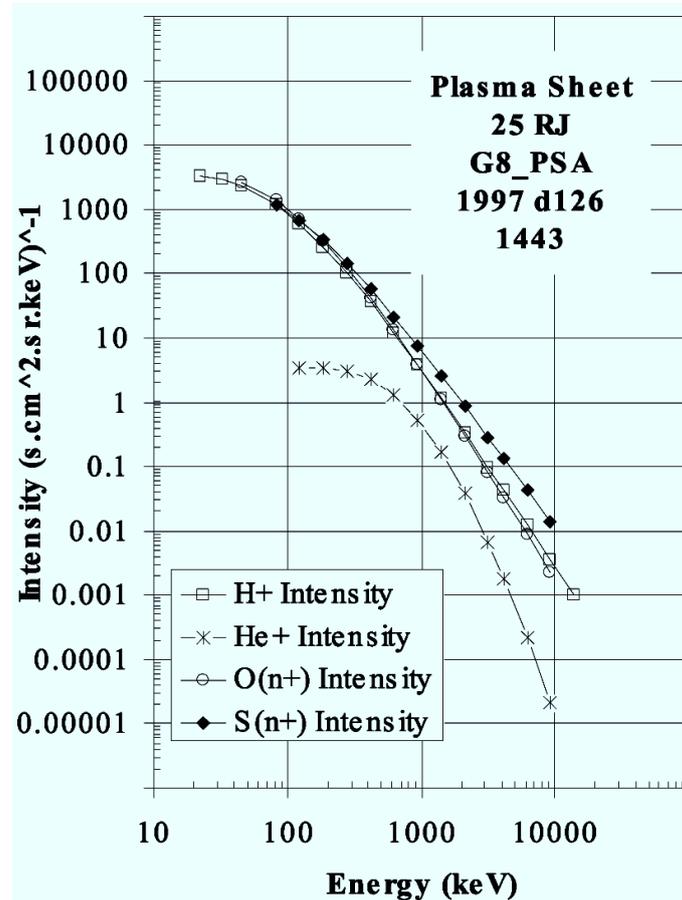


Fig. 4.1. : Flux différentiels de plusieurs ions en fonction de l'énergie, mesurés par l'instrument EPD/Galileo à une distance radiale de $25 R_J$.

L'évolution du comportement de cette magnétosphère en fonction de la distance à Jupiter suggère une division en trois zones : la magnétosphère interne de la surface à $10 R_J$, la zone intermédiaire de 10 à $40 R_J$ et enfin la magnétosphère externe au-delà de $40 R_J$. Son extension maximale est encore mal contrainte mais elle est au minimum de $75 R_J$, ce qui en fait la magnétosphère la plus étendue du Système Solaire et s'explique par cette forte population d'ions lourds à cause desquelles l'équilibre avec la pression du vent solaire (~ 0.08 nPa) intervient bien plus loin que pour une magnétosphère classique peuplée principalement par les protons et les électrons de ce vent. Le comportement général de la densité des électrons et de leur température sont donnés par la Figure 4.2, qui illustre aussi la tendance suivie par les ions du plasma : la soudaine augmentation de densité après $5 R_J$ est la signature du tore de plasma d'Io, suivie par sa décroissance progressive qui est attendue puisque l'on s'éloigne de la source principale de plasma.

La magnétosphère interne est caractérisée par la présence du tore de plasma d'Io où la densité de particules est la plus élevée (jusqu'à $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ pour les ions lourds), mais la température du plasma est faible, les particules étant injectées à des énergies plutôt faibles qui n'excèdent pas les 10 keV. Dans cette zone, la vitesse du plasma correspond à la corotation avec la planète. Dans la zone intermédiaire, si la densité de particules chute fortement, leur température augmente

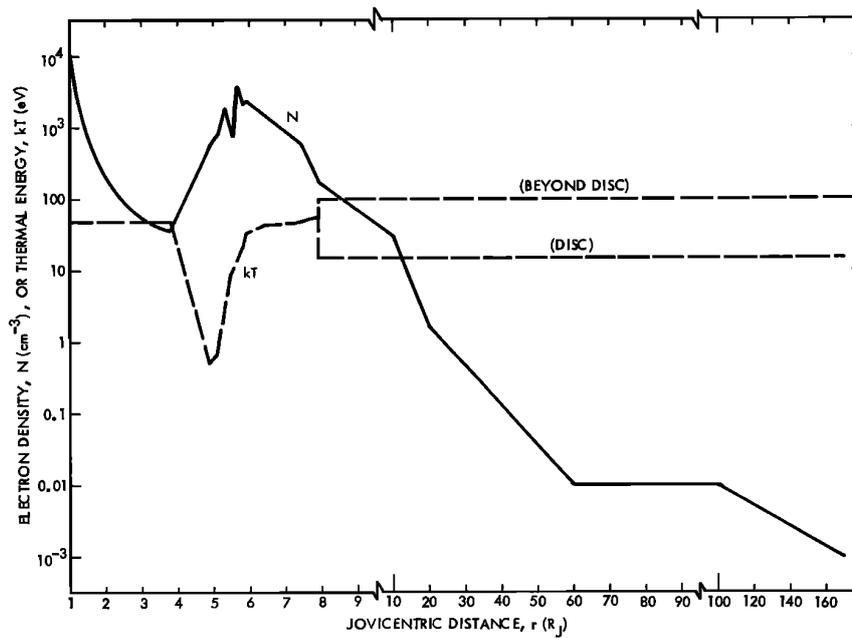


Fig. 4.2. : Évolution radiale modélisée de la densité et de l'énergie thermique des électrons dans le plasma de la magnétosphère de Jupiter *e.g. Divine and Garrett, 1983*.

également, ce qui justifie des énergies mesurées jusqu'à la centaine de keV, mais pas les énergies de l'ordre du MeV et au-delà qui sont également mesurées dans cette zone. En effet, aucune des sources de plasma présentées jusqu'ici n'injecte des particules dans la magnétosphère à des énergies aussi élevées, ce qui nécessite donc un processus d'accélération. Ce dernier est encore difficile à identifier : les interactions particules-ondes d'Alfvén ont été l'une des premières pistes, les reconnections magnétiques sont également envisagées, mais le phénomène supposé dominant actuellement est le transport adiabatique du plasma par diffusion radiale (Kollmann et al., 2018). Enfin, la magnétosphère externe est fortement influencée par l'interaction avec le vent solaire, la densité du plasma y continue de chuter. Elle se termine, face au vent solaire, par une zone très mal connue dite "coussin" où les mesures des sondes Pioneer et Voyager ont révélé des paramètres du plasma très variables spatialement et temporellement (Joy et al., 2002), et à l'opposé du Soleil par la magnétoqueue où les lignes de courant de la magnétosphère jovienne rejoignent celles du vent solaire. Les conséquences des interactions entre le plasma de cette magnétosphère et les instruments embarqués sur les sondes d'exploration font l'objet des parties suivantes.

4.1.2. Conséquences sur les instruments

Nous nous concentrons ici sur les dommages affectant le plan focal, dans le cadre de MAJIS avec un détecteur sensible dans l'IR, lors d'une exposition de ce plan focal aux particules chargées du plasma circulant dans la magnétosphère jovienne.

4.1.2.1. Dégâts de déplacement / non-ionisants

On appelle dégâts de déplacement les conséquences du déplacement d'un atome du cristal semi-conducteur du détecteur hors du site qui est le sien dans la maille. Les dégâts de déplacement concernent en général une petite fraction de l'énergie apportée par la particule incidente de l'environnement radiatif et sont bien plus probables lorsqu'une particule lourde en est le

vecteur. Le déplacement est toutefois possible même avec un photon dans le cas d'une cascade d'ionisation par effets Compton libérant des électrons capables de générer ces déplacements. En effet, un déplacement intervient lors d'une collision élastique ou inélastique entre la particule incidente et un atome du semi-conducteur, or le choc est bien plus probable avec la section efficace importante d'un ion lourd qu'avec un électron. Suite au choc, si l'énergie cédée (dite NIEL, Non Ionizing Energy Loss) est suffisante, un défaut se crée dans la maille qui peut dégrader certaines performances du détecteur par exemple en tant que site de recombinaison ou à l'inverse piège de charges relâchées avec une constante de temps différente de celle du reste du détecteur. Tous les paramètres du fonctionnement d'un détecteur peuvent être dégradés par ces phénomènes, les marqueurs les plus courants sont la densité de courant d'obscurité et l'efficacité quantique qui respectivement augmente et diminue.

4.1.2.2. Dégâts d'ionisation

Les dégâts d'ionisation se produisent lorsque la particule incidente (photon, électron, proton ou neutron) cède toute ou partie de son énergie au semi-conducteur du détecteur par effet photoélectrique (libération d'un électron d'énergie identique), effet Compton (une partie de l'énergie contribue à la libération d'un électron et le reste donne un photon secondaire diffusé) ou création de paire électron-positron. Cet apport d'énergie peut ne pas se recombiner rapidement et dégrader certaines des performances du détecteur, en fonction de la quantité d'énergie ionisante apportée, que l'on quantifiera par le LET (Linear Energy Transfer), lié au pouvoir d'arrêt par la densité du matériau impacté. Dans certains cas, ce type d'événement peut très aisément être confondu avec un apport nominal de signal par la source observée puisque le processus est le même, et donc mener dans beaucoup de cas, non pas à des dégâts permanents, mais seulement à un ajout de signal transient dans l'acquisition en cours. Ce cas sera abordé en détail dans la section 4.3.

En revanche, si l'ionisation se produit dans la couche passivée qui doit séparer la partie semi-conductrice de la cathode qui la polarise au cours d'une acquisition, alors des pièges à charges (zones déplétées en porteurs de charge qui le restent un certain temps) peuvent apparaître à l'interface avec le semi-conducteur et ainsi modifier ses propriétés lors d'une acquisition, en augmentant l'inefficacité du transfert de charge (sa durée) puisque ces pièges sont présents.

4.2. Article : *TID and high energy protons tests on IR HgCdTe CMOS detectors for Jovian environment*

Cette partie a fait l'objet d'une publication en 2018 dans les proceedings de la conférence SPIE *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII* qui s'est tenue à Austin du 10 au 15 juin 2018, cet article est donc reproduit ici. Cet article a pour objet d'évaluer l'importance des dégradations des performances des détecteurs de MAJIS soumis à des niveaux de radiations de photons γ et des flux de protons de haute énergie représentatifs de ceux qu'il rencontrera durant la mission.

L'article présente donc d'abord les besoins imposés par la mission en terme de flux de protons et de dose totale ionisante (TID) qui sera simulée par des sources radioactives de Cobalt 60. La suite de l'article présente ces deux tests en parallèle, avec d'abord la description des dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés et la manière dont les mesures ont été faites, puis les paramètres qui seront évalués sont définis : il s'agit principalement du niveau moyen et de l'homogénéité du courant d'obscurité, et de la population de pixels morts. Enfin, les résultats des

tests sont présentés et la conclusion montre que les dommages subis sont suffisamment faibles pour ne pas nuire au bon déroulement de la mission, les seuls effets constatés étant une légère augmentation de l'inhomogénéité du courant d'obscurité suite au test TID et une augmentation relative de 20 % du nombre de pixels inopérants suite au test protons.

TID and high-energy protons tests on IR HgCdTe CMOS detectors for Jovian environment

Pierre Guiot^a, Mathieu Vincendon^a, John Carter^a, Antoine Arondel^a, Yves Langevin^a, and François Poulet^a

^aInstitut d'Astrophysique Spatiale, Paris-Sud University building 121, Orsay 91400, France

ABSTRACT

MAJIS is the visible-infrared spectral imager of the JUICE mission, selected by ESA to explore Jupiter and its three icy Galilean moons from 2030. The intense Jovian magnetosphere makes the radiations and high-energy particles fluxes a major issue for the mission, since they can result in detector's operability decrease by generating hot pixels or increasing the dark current. To assess the effects of this environment on MAJIS during the mission, we performed TID and high-energy protons tests, at energy and fluence levels representative of the whole mission (80 krad and 10^{10} 55 MeV protons/cm²). The detectors used for these tests are HgCdTe CMOS Sofradir NGP MWIR (1024x1024, 15 μ m pitch).

Tests conditions are first presented. No significant degradations are observed after the TID test, while an increase of unusable pixels is noticed after the proton tests, yet remaining minor in absolute number. Overall, these minor degradations should not prevent the instrument to fulfil its science objectives to the end of the nominal mission. Yet precautions must be taken for this interpretation since the flight detector selected for MAJIS focal plane is Teledyne H1RG, which is why more tests are foreseen.

Keywords: IR detectors, MCT, Sofradir, JUICE / MAJIS, Jupiter, Radiation hardness, Protons, Total Ionizing Dose

1. INTRODUCTION

MAJIS (Moons and Jupiter Imaging Spectrometer) is the imaging spectrometer of JUICE (JUperiter and ICy moons Explorer), an ESA large-class mission scheduled for launch in 2022 that will start scientific operations in the Jovian system in 2030. MAJIS will deliver high spatial resolution observations (down to 75 m/pixel) of the surfaces and exospheres in a wide spectral range (0.5-5.5 μ m), by performing several flybys of the icy Galilean moons, as well as a 9-month Ganymede orbit [1]. To achieve these objectives, two focal plane arrays sharing the same telescope optics will be used, with a splitter in the 2.25-2.35 μ m wavelength range. MAJIS is a push-broom spectral imager: the image over one spatial direction will be projected on several hundred spatial/spectral pixels of two MCT CMOS detectors after wavelengths dispersion [1].

Those observations will be highly affected by the intense magnetosphere of Jupiter. The trapped high-energy particles will then affect the performances of photo-sensitive layer of detectors and readout electronics. The Galileo mission highlighted this matter when its own hyperspectral infrared imager NIMS yielded only 13 spectral points out of 408 because of grating movements failure and detectors sensitivity decrease, which occurred because of radiations, after less than 2 years of mission [2]. Those particles come not only from the solar wind but also from the Jovian plasma torus, mainly fuelled by Io's volcanism [3]. The expected total ionizing dose (TID) for the entire mission is 80 krad at detector level, with the appropriate Aluminium shielding. The equivalent \sim 55 MeV proton fluence integrated over the mission was evaluated to be 10^{10} /cm² [4] at the time of the tests, but it has been re-evaluated upward in 2017. This issue is discussed in section 3.2.3.

In order to simulate this environment, a TID and a proton radiation tests were performed on Sofradir NGP Retina detectors, working in MWIR range (2.5 - 5.3 μ m), with 1024x1024 pixels of 15 μ m size. The photo-sensitive layer is MCT with removed substrate, working in pre-load, with a CTIA type ADC. This type of

Further author information: (Send correspondence to Pierre Guiot)

Pierre Guiot: E-mail: pierre.guiot@ias.u-psud.fr, Telephone: +33 169858641

High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII, edited by Andrew D. Holland,
James Beletic, Proc. of SPIE Vol. 10709, 107090N · © 2018 SPIE
CCC code: 0277-786X/18/\$18 · doi: 10.1117/12.2312541

Proc. of SPIE Vol. 10709 107090N-1

detector, along with the same model working in VISNIR range (0.5 - 2.5 μm), was considered as candidate for the MAJIS focal plane at the time of the tests. The flight detectors are now selected and will be Teledyne HIRG, which has similar technical characteristics, with the exceptions of pixel pitch (18 μm) and SFD converter instead of CTIA.

The tests took place at Université Catholique de Louvain (UCL, Belgium) facilities to investigate expected degradations to MAJIS detectors. The TID tests have been conducted with a ^{60}Co radioactive source emitting photons in a two-peaks distribution at 1.17 and 1.33 MeV: the detector was exposed to radiations for 14 days with 1-hour interruptions twice a day to monitor time evolution by taking images. The cumulative dose was measured at 93 ± 1.2 krad on the last day. The proton tests have been conducted with a cyclotron, which provided 10^{10} protons/ cm^2 over the 4 hours test with energies distributed between 50 and 62 MeV at detector level, behind 2.5 mm Aluminium shielding. The comparison between mission requirements and performed tests is summarized in Table 1.

Test type	MAJIS requirements	Actually tested
TID	80 krad	93 krad
Protons	$1.0 \cdot 10^{11}$ protons/ cm^2	$1.0 \cdot 10^{10}$ protons/ cm^2

Table 1: Radiation tests requirements following ESA guidelines and performed tests.

For both tests we characterized detector degradations by monitoring three main parameters: the amount of bad ("hot, spurious, variable") pixels, the average level of dark current, and the DSNU (Dark Signal Non-Uniformity), for various integration times, especially at low values typical of MAJIS relevant integration times (as each MAJIS observation will be typically divided in ~ 10 sub-integrations to enable electron spikes removal [5]).

We first present the experimental setups for both tests, as well as the strategy applied to measure the relevant detector's parameters. In the third part we show the results of the tests and discuss their potential impact on the mission's scientific operations and performances.

2. EXPERIMENTAL SETUP

2.1 Protons test

2.1.1 Setup description

The test objective was to evaluate and characterize displacement damage caused by proton particles, which are expected to form persistent defects such as lost pixels (hot, dead, or spurious) and possibly modifications of dark current levels. Measurements after proton irradiation were obtained right after exposure. They correspond to an upper limit of expected proton degradations for a similar received dose over two years, as repairs of proton displacement damage with time is usually observed [6].

The tests were performed at UCL facility CYCLONE shown on figure 1, which is capable of accelerating protons up to 62 MeV on a regular basis. The detector assembly is mounted under vacuum in a cryostat on a regulated finger which is cooled with liquid nitrogen, enclosed by a window (in aluminium, thickness 2 mm). The detector assembly is composed by the detector mounted on a cold Copper part, closed with an Aluminium cover (0.5 mm) in front of it. This system is illustrated by figure 2, with the 0.5 mm Al cover removed for clarity.

2.1.2 Measurements

The measurement campaign took place on 2016/10/18, the unit under test was exposed to $7.01 \cdot 10^5$ protons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ during approximately 4 hours. Full sequences of images were acquired the day before and right after the irradiation with a minimum of 25 frames acquired at various exposure times, to ensure statistical significance of the measured values. Our precision capabilities for comparison of before and after measurements are impeded by detector temperature instability of ± 0.1 K encountered during these measurements (see section 3.1).

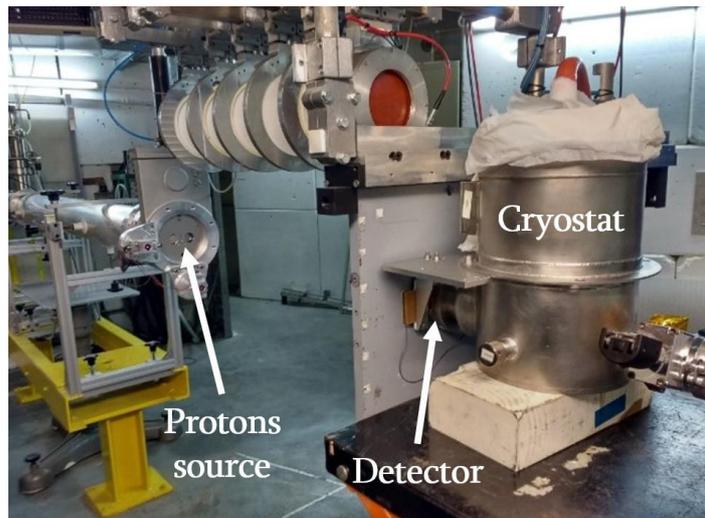


Figure 1: The experimental setup used for protons tests: the vacuum cryostat on the right of the image contains the detector under test, behind an Al window. On the left of the image the UCL facility consists of the CYCLONE proton accelerator which delivers a beam at 62 MeV. After shielding by the window and the detector's cover, the protons have an energetic distribution between 50 and 62 MeV.

2.2 TID test

2.2.1 Setup description

The gamma irradiation facility is composed by two sources of Cobalt 60. The flow rate is determined by the distance of the ^{60}Co sources, which was precisely marked on the ground as shown by the picture of the setup in Figure 3. This distance between the Cobalt sources and the position of the detector is implemented to match test dose requirements. The dose effectively received was then extrapolated from two control tablets, placed above and below the MAJIS detector, with the following positions:

- Tablets outside the MAJIS setup without including the cold screen (2.5 mm of Al) reduction. The transmission of 2.5 mm of Al to Co-60 radiations (1.3 MeV) is modelled as $T = 98.4 \pm 0.2 \%$.
- Tablets placed slightly closer to the sources compared to the detector plane. The distance difference is 1.9 ± 0.2 cm for a total distance between the source and the detector of 49.0 ± 0.5 cm. The distance difference leads to a correction factor 0.924 ± 0.009 on actual dose.

It must also be considered that control tablets were removed for 20 ± 5 minutes for each of the three measurements performed during irradiation campaign, which corresponds to three missing measurement of 0.12 ± 0.03 krad. The total received dose hence extrapolated from the control tablets is 93.0 ± 1.2 krad.

When compared to the exposition time, the received dose rate at detector level is evaluated to be 0.351 ± 0.005 krad/h, compliant with MAJIS requirements [4].

2.2.2 Measurements

Table 2 details the measurements made before, during and after the irradiation and annealing steps of the test.

Following ESCC 22900 guidelines [7], we never interrupted irradiation to acquire data and refuel liquid nitrogen tank for more than one hour in a row. Liquid nitrogen tank capacity imposed two refuels a day: we took measurements during only one of the two interventions at the beginning of the experiment, while radiation dose was below 40 krad, since we assumed that degradations were minor at those levels. The amount of measurements was increased to twice a day after 40 krad to get a better sampling of potential degradations.

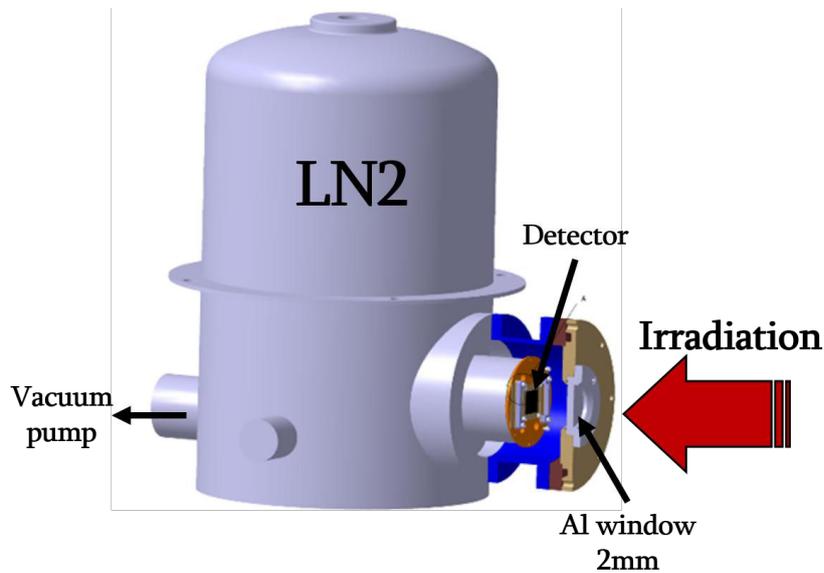


Figure 2: The cryostat used for all radiation tests: the Sofradir CMOS NGP detector chip is fixed on a cold copper part and covered by an Aluminium part thermally linked which ensures that no ambient photons can reach the detector even in IR. Another aluminium window closes the cryostat, the total thickness of Al is 2.5 mm. The whole cryostat is under vacuum at about 10^{-6} mbar and the upper part is the liquid nitrogen tank ensuring detector temperature at ~ 80 K.

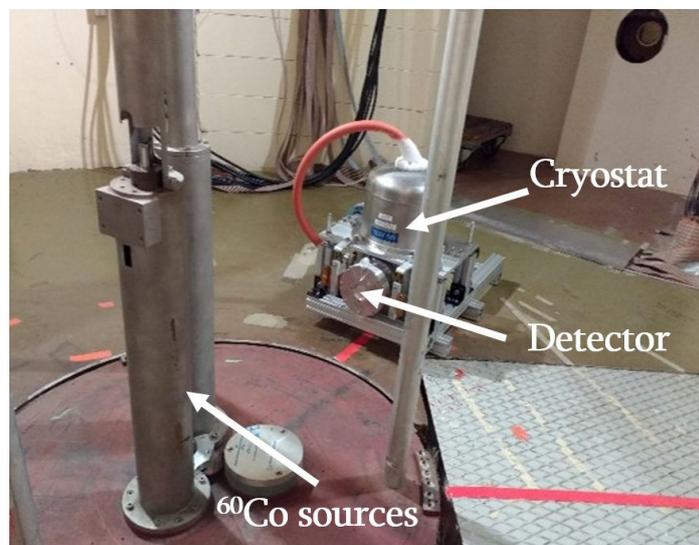


Figure 3: Cryostat described in figure 2 in the TID facility. Two ^{60}Co radioactive sources are located in the large pipes on the left of the image. The flux of gamma photons reaching the detector from those sources depends on the cryostat exact position, therefore red marks on the ground have been defined at the beginning of the test so that the same dose is received by the detector. Two control tablets from which the effective dose can be measured have also been added at the detector's distance.

Sequence #	Date	Cumulative dose in krad	T at beginning of image sequence (K)	T at end of image sequence (K)
0	2016/10/17	0	80.9	80.8
1	2016/10/19	8.14	83.5	83.4
2	2016/10/20	16.01	170	89
3	2016/10/21	19.30	80.9	80.9
4	2016/10/22	24.13	82.2	82.3
5	2016/10/23	32.33	83.0	81.2
6	2016/10/24	40.40	81.3	81.0
7	2016/10/24	43.66	81.1	81.1
8	2016/10/25	48.41	81.6	81.2
9	2016/10/25	48.41	81.5	81.2
10	2016/10/26	53.02	81.1	81.1
11	2016/10/26	56.22	81.1	81.2
12	2016/10/27	60.88	81.2	81.3
13	2016/10/27	64.12	81.4	81.4
14	2016/10/28	68.70	81.5	81.5
15	2016/10/28	71.90	81.4	81.5
16	2016/10/29	76.65	81.5	81.6
17	2016/10/29	79.96	81.4	81.5
18	2016/10/30	84.95	81.7	81.5
19	2016/10/30	88.66	81.5	81.5
20	2016/10/31	93.03	81.5	81.6

Table 2: Measurements sequences of the TID test, with detector temperature measured at beginning and end of each 1 hour-measurement.

When out of the irradiation facility to take images, the temperature of the detector was monitored, but not regulated before sequence 6, which explains some large temperature variations between the beginning and the end of the measurement sequence. Moreover, a vacuum leak was detected on the cryostat during sequence 2, highly increasing the liquid nitrogen consumption which explains the very high temperature of 170 K just after removing the setup from irradiation facility. This issue was solved for the rest of the test by pumping the cryostat again at each liquid nitrogen refuelling. It however raises a non-conformity with respect to test requirements. Yet, the limited increase in temperature, the short time spent in this situation (less than an hour) and its early stage of occurrence (77 krad were received afterwards) are all pointing towards a negligible impact of this event on our conclusion.

Two additional measurements were carried out several weeks after those tests, one before an annealing sequence and one after. The annealing sequence consisted of 168 hours with the detector (power off) at 80 °C. The aim of this last test was to quantify the ability of the detector to recover from radiations using the annealing recommended by ESCC guidelines.

3. RESULTS

3.1 Definition and calibration of tested detector parameters

3.1.1 Definitions

The first parameter we monitored is the signal output from the detector when it is not illuminated by photons (which was the case during all tests described here), meaning its **dark current**. The second is bad pixels. Bad pixels correspond to pixels for which the DN level is at or near saturation (hot pixels), or to pixels with a high variability from one acquisition to the next (spurious pixels). As expected, the status of some pixels has changed after irradiation (see examples on Figure 4). Yet, the major issue we encountered is that pixel status (bad or not) depends on integration time. We decided to define bad pixel categories as follows:

- **Hot pixels** correspond to pixels with dark DN values greater than 12 000 in all of the 25 images of a given burst acquisition (see Figure 4). Results are not significantly impacted by the choice of this threshold for integration time lower than 1 second used here. This is related to the fact that the distribution of DN values is bimodal (example on Figure 10a), with one peak at low DN value around the mean dark current level, and the other peak at high DN value near saturation (saturation occurs at $\sim 16\,535$ DN), this latter peak corresponding to hot pixels.
- **Spurious pixels** correspond to pixels with a high temporal variability ($max - min > 2000$) over the burst of 25 images (see Figure 5) for 10 s exposures. This category of pixel was unexpected and is the most concerning one, especially because of the difficulties raised by its characterization.

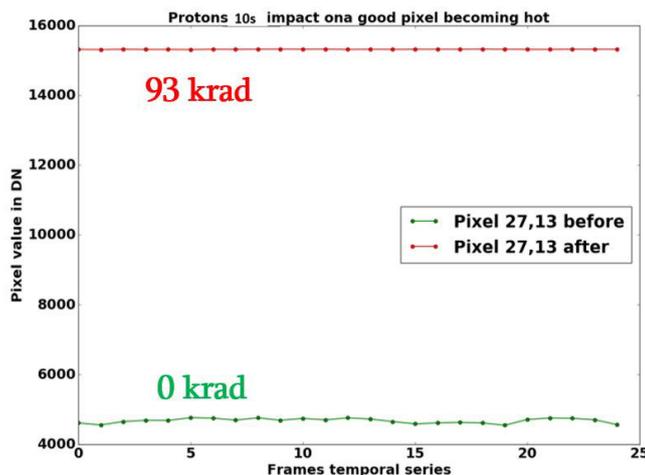


Figure 4: Series of values taken by the same pixel over 25 frames, in dark conditions after a 1 s exposure. The green points correspond to frames acquired before protons exposition, while the red points are acquired after exposition. This is the behaviour of a typical pixel turned into hot pixel by radiations effect.

3.1.2 Temperature effects and detection threshold

The major issue we encountered for interpretation is that those parameters strongly depend on detector temperature [8] while this detector temperature was 1. not known precisely, and 2. variable from one measurements sequence to the next (see Table 2 in section 2.2.2). Therefore we needed precise characterization of the detector behaviour as a function of temperature to search for low order degradations. This was made possible by another measurement campaign conducted after the TID tests in the same cryostat, which goal was to characterize the detector's response versus temperature. We studied the same temperature range as that of the tests (81 - 83 K).

The resulting evolution of hot pixels amount is shown, for 1 s exposure time, on Figure 6. From this figure we can see that the number of hot pixels increases by ~ 1900 pixels / K at $t_{int} = 1$ s. These variations can

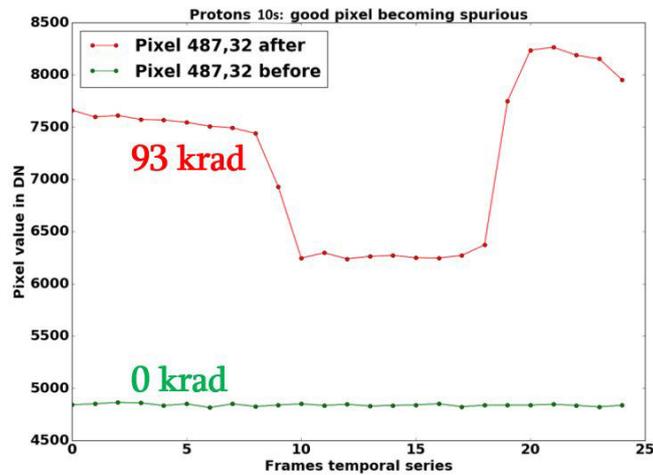


Figure 5: Series of values for the same pixel over 25 frames, in dark conditions after a 10 s exposure. The green points correspond to frames acquired before protons exposition, while the red points are acquired after exposition. This is the behaviour of a typical pixel turned into spurious, highly variable, pixel by radiations effect. This behaviour makes the pixel as useless as a hot one but is harder to identify.

be used to implement a correction of TID measurements from temperature effects. As for the mean dark value, its temperature dependence is found to be about 100 DN / K at 1 s, as shown by Figure 7. The mean of the lower mode of dark is ~ 250 DN/s (meaning 11250 electrons with the gain of 45 e-/DN) depending on actual temperature (in the 80-85 K range) for those detectors, which will prevent any detection of radiation related effect below this threshold.

From this analysis we can derive detection thresholds for our tested parameters: we assume the temperature variations to be ± 0.1 K, resulting in a ± 150 hot pixels uncertainty and a ± 10 DN/s dark current uncertainty.

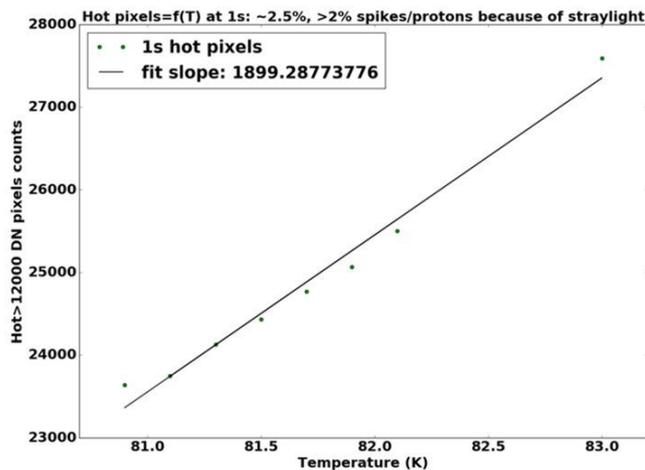


Figure 6: Number of hot pixels as a function of detector temperature only, used for correction, measured on a median frame at 1 s integration time. This result comes from data acquired after the end of annealing sequence on this detector.

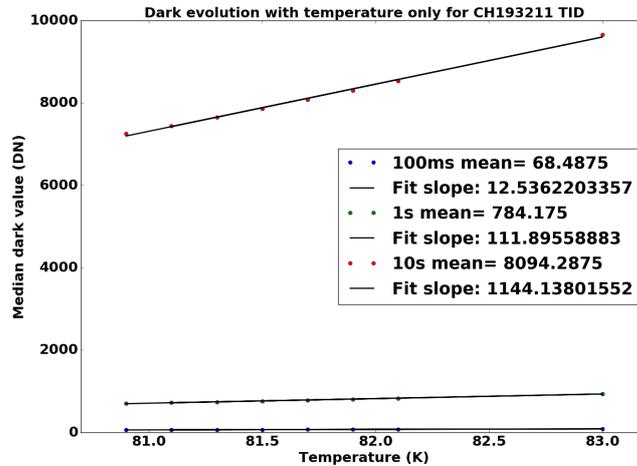


Figure 7: Evolution of the mean dark current level of the detector, for 3 integration times as a function of temperature. This result comes from data acquired after the end of annealing sequence on this detector, which explains the means measured for example at 1s which is higher than without annealing by a factor of ~ 3 (780 instead of 250 DN).

3.2 Proton test

3.2.1 Bad pixels

The increase in the number of hot and spurious pixels is illustrated in Figure 8. The number of hot pixels increased by a factor of 1.19 ± 0.02 for integration times ranging in 100 ms - 10 s. Typically, we go from $\sim 2.1 \cdot 10^4$ to $2.5 \cdot 10^4$ bad pixels at $t_{int} = 1$ s, i.e. from 2% of the total number of pixels to 2.4% (+0.4% absolute in bad pixels). At $t_{int} = 10$ s, we go from $5.6 \cdot 10^4$ to $6.6 \cdot 10^4$ bad pixels, i.e. from 5.3% to 6.3% of the total number of pixels (+1% absolute in bad pixels). Variations in the number of bad pixels are considered significant, since they are more than one order of magnitude above expected uncertainty from detector temperature (see previous section): +4000 at $t_{int} = 1$ s versus the temperature effect of ± 150 pixels. Therefore, the primary result of this proton irradiation test is that the number of bad pixels (hot and spurious) significantly but moderately changed.

We wanted to study in more details the evolution of the pixels impacted by radiations. For instance, pixels that become hot do not have a specific initial dark current level (Figure 9): this suggests that there is no specifically "fragile" initial state of pixels that make them more likely to become hot after irradiation, leading us to the conclusion that all pixels are similarly sensitive to degradation by energetic protons. Likewise, no synergistic effects are observed wherein clusters of contiguous bad pixels appear ("blooming"). Their distribution over the detector remains stochastic.

At last, the category of the spurious pixels, which is also increased by protons, needs specific attention. Indeed, if a spurious pixel is in the regime between frames 10 and 18 on the Figure 5 during detector illumination and the integration time is too short, it might not be identified as spurious. If this happens in the science data, this behaviour might be mistaken for a spectral feature, such as an absorption. It is only when the behaviour of the pixel is monitored over a long time that it becomes obvious that its value is not reliable, and should be discarded for science purposes.

3.2.2 Dark current

The second result of the proton irradiation test concerns the dark signal mean value. We do not detect significant variations of the mean dark current level at $t_{int} = 1$ s, since the temperature uncertainty and its consequence on the dark current prevents us from detecting any radiation related degradation. As expected, the most pronounced variations of the dark current level are observed at $t_{int} = 10$ s, for which the uncertainty

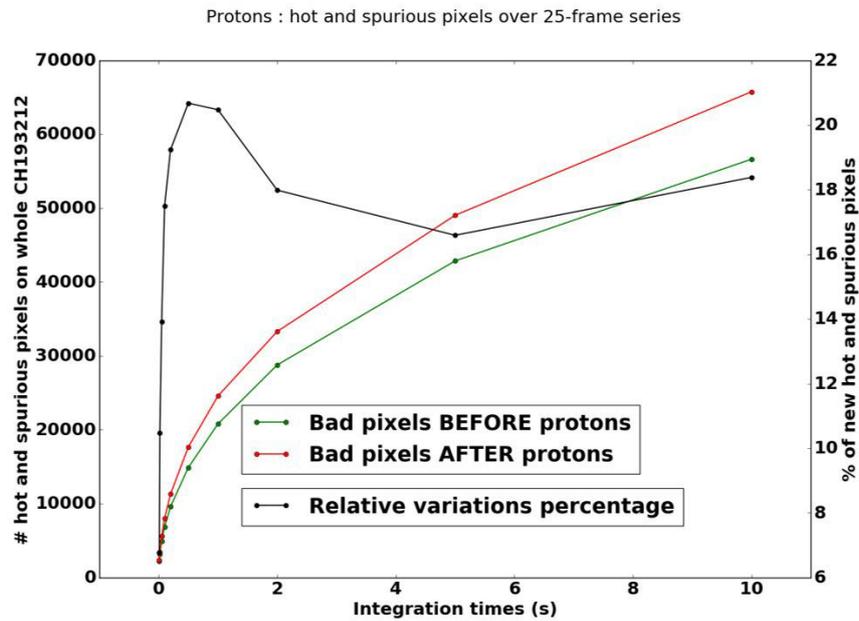


Figure 8: Number of hot pixels as a function of integration time before (green) and after (red) irradiation by protons. The relative increase in the number of bad pixels is illustrated by the relative variations percentage in black curve. Those variations are about $19\% \pm 2\%$ for integration times between 100 ms and 10 s.

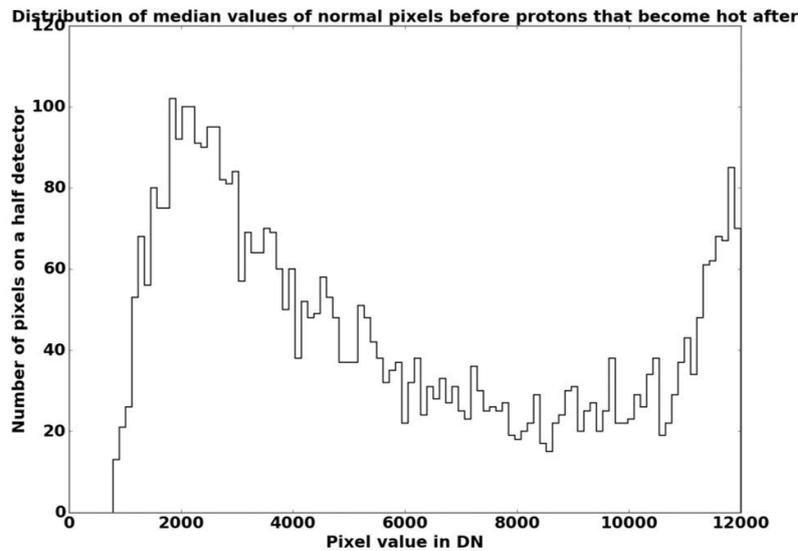
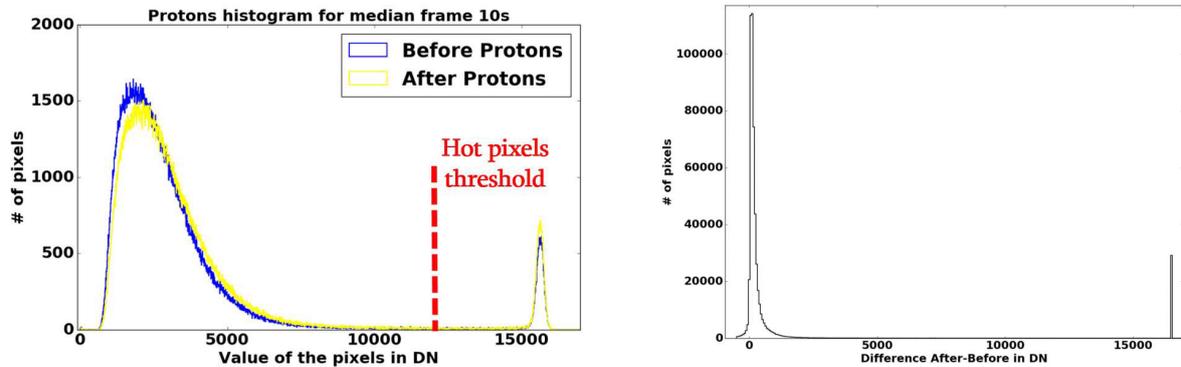


Figure 9: Distribution of the dark current level before irradiation **for pixels that became hot after irradiation**. No noticeable difference with the overall distribution of pixels dark values appears, the peak value above 2000 DN is similar to the mean of the whole array as shown by histogram in figure 10a.

is ± 100 DN for 0.1 K: we can see on Figure 10a that the overall distribution of the mean dark current level is slightly shifted toward higher values in the measurements obtained after irradiation. The Figure 10b is the same histogram computed on the difference image After - Before in order to highlight the absolute value shift: it shows an 80 DN shift as the center of the first peak. This increase of 80 DN may be indicative of small amplitude

detector degradation, although it is lower than our 100 DN detection threshold at this integration time and thus can not be considered as significant. This result is consistent with previous findings on similar detectors, for a dose limited to ~ 1 krad considering that our detector is HgCdTe deposited on CdZnTe via LPE (Liquid Phase Epitaxy) process (see [9]), read by CTIA.



(a) Histogram of dark current values for all pixels before (blue) and after (yellow) irradiation by protons for 10 s integration time, on median frame computed over 25 repetition frames.

(b) Histogram of the difference median frame After - Before irradiation (yellow - blue curves on the left histogram), in term of dark current values, for 10 s exposures. The first peak is centred at 80 DN, which is within the uncertainty of ± 100 DN generated by a ± 0.1 K difference of detector temperature on a 10 s exposure.

Figure 10: Impact of protons irradiation on Dark current.

3.2.3 Discussion

The link between this test and the actual JUICE environment, as well as potential impact on MAJIS operability at Jupiter, is not straightforward. Indeed, the proton energy tested is in the 50-62 MeV range, while the distribution of protons at Jupiter includes a wide range of lower and higher energies. This choice remains justified by the fact that, in MCT and above ~ 20 MeV, proton interaction is non-ionizing but dominated by inelastic collision, for which the nature of damages does not change with particle energy since only displacement damage is observed, but simply increases in intensity as a linear function of fluence [10]. As a consequence, the use of single proton energy is relevant, as long as the total deposited dose corresponds to that at Jupiter. This was used by the ESA JUICE team to determine that the total equivalent 55 MeV proton flux is 10^{10} protons/cm², accounting for the actual distribution of high-energy protons encountered during the JUICE mission (above 20 MeV) as provided by ESA [4].

Since the simulated dose (10^{10} protons/cm², 1.3 krad before screen) does not lead to major damage to the detector, its operability is considered to be unaffected so far. Indeed, only +1% of the total number of pixels become unusable at 80 K for a long exposure such as 10 s, with no major effect on the mean dark current level. Such a low impact is expected at a low fluence of 10^{10} protons/cm², but major damages could appear at 10^{11} - 10^{12} protons/cm² [11]. Yet, this concern should be moderated considering that effective integration times will be of the order of magnitude of 100 ms - 1 s in flight.

The proton environment of the JUICE mission has been recently re-evaluated upward [4] by almost one order of magnitude for high-energy protons tested here. If the impact of a proton flux multiplied by 10 is linear, i.e. if the fact that a pixel becomes hot or spurious is not dependent of its initial state as it seems to be hinted by those measurements (see Figure 9), then the number of new bad pixels may reach +10% of the total number of pixels at $T = 80$ K and $t_{int} = 10$ s. Such an increase would highly impact the instrument's operability, provided that the flight detector HIRG has the same behaviour which is expected since displacement damage severity depends mostly on semi-conductor type, which remains MCT both in Sofradir NGP and Teledyne HIRG. Indeed, such a change on a hyperspectral imager will not only decrease the spatial sampling at some points, but also create gaps in the recorded spectra, depending on the impacted direction. Moreover, this is a cumulative effect, so

degradation will have little impact at the beginning of the mission, and integration times will be shorter than 10 s as stated above.

3.3 TID analysis

The quantities used to assess detector degradation in this Total Ionizing Dose test (bad pixels, dark current level) are similar to that presented in the previous test. We have not identified any degradation above our detection threshold during the TID test, even after accounting for the temperature biases. This result is illustrated by Figure 11, which shows the amount of detected hot pixels on an average of 25 frames taken at the same integration time at each step of the test, corresponding to doses on the x axis. The error bars correspond to counting errors (\sqrt{N}) at 3σ , the temperature effect is assumed to be corrected (using the results of Figure 6). At $t_{int} = 1$ s the number of hot pixels essentially fluctuates about $16\,000 \pm 500$, which corresponds to relative variations of $\pm 3\%$ of the initial number of hot pixels, or to absolute variations of $\pm 0.05\%$ of the total number of pixels.

However, after the annealing phase (168 hours at $+80\text{ }^\circ\text{C}$, sequence # 22), we have identified a significant increase of the number of hot pixels (Last blue point on Figure 11), a change that is opposite to the expected one. The number of hot pixels increases by $+9\,000$ from $16\,000$ ($+60\%$) at $t_{int} = 1$ s, and $+29\,000$ from $37\,000$ ($+80\%$) at $t_{int} = 5$ s. Studying the impact of high temperatures on detector degradation was not the purpose of this test but the annealing attempt proved to be unfitted for this type of detector, probably because of a too high temperature, resulting in a deprecation of the detector's performances instead of a radiation's effects recovery. Those annealing conditions were determined following ESA guidelines [7], while other references specific to MCT detectors confirm that the temperature we used was too high and should have been closer to ambient temperature (300 K, see e.g. [6] or [10]) instead of $80\text{ }^\circ\text{C}$.

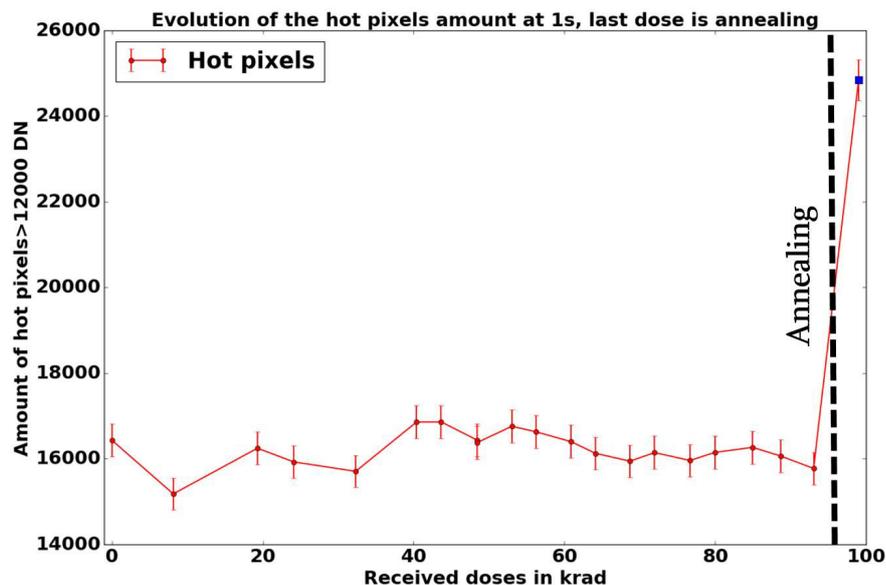


Figure 11: Variations of the number of hot pixels, averaged over 25 frames, during the TID sequences as a function of received dose after temperature bias compensation, at 1 s integration time. Error bars are computed as $\pm 3 \cdot \sqrt{N}$. The last blue point is on a different horizontal scale: it corresponds to the last sequence acquired after annealing but without further irradiation. It appears that the annealing deprecated the pixels status instead of improving it.

The other aspect we studied was the dark signal non uniformity, which can be quantified from the width of its main histogram peak (without bad pixels). We chose to measure the spread of this distribution using the sigma parameter of a skewed Gaussian fit function. As shown by Figure 12, the sigma parameter of the dark

distribution increases significantly with received dose, and is back to normal after annealing: we measure a $\sim 30\%$ relative increase in the width (σ parameter) of the fitted skewed Gaussian at 92 krad dose with respect to the σ at 0 krad. On this Figure the curves are plotted with a thickness corresponding to 2σ error bars (ie 97.7 % confidence), computed as \sqrt{N} where N is the pixels count. This effect highlights the necessity of taking regular dark frames during the whole mission as received dose will increase in order not to introduce spatial or spectral biases through dark changes.

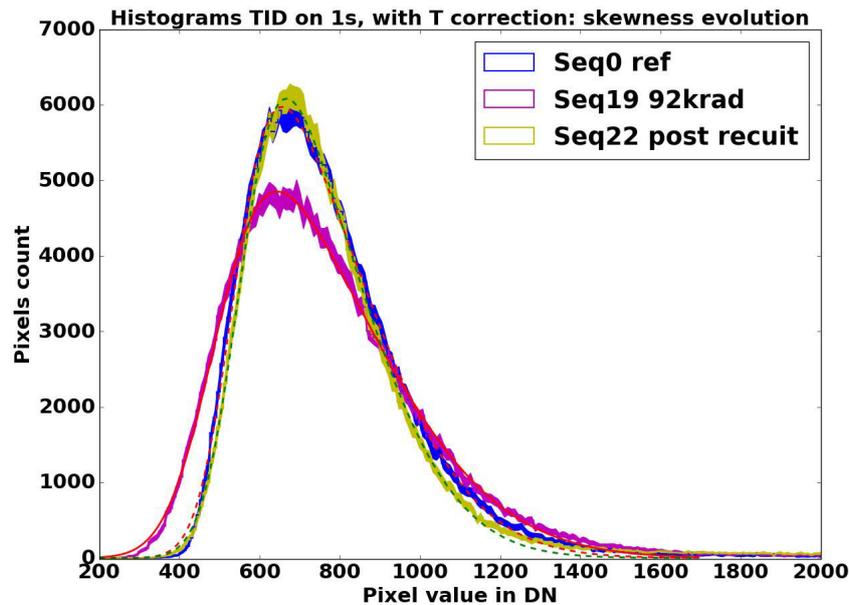


Figure 12: Histogram of the dark signal at 1 s on the detector with the exclusion of bad pixels. The thickness of the curves corresponds to 2-sigma error bars, showing that the dark signal non uniformity (histogram width or skewness) is increased by the irradiation but returns to normal after annealing. The changes of peak value due to measurement temperature differences between those 3 sequences has been corrected here. Red dotted line, red line and green line are best fit results with skewed Gaussian model.

4. CONCLUSIONS

We can conclude from both tests as follows:

1. The number of bad (hot and spurious) pixels significantly increased after the **proton irradiation** (fluence 10^{10} protons.cm $^{-2}$) by a factor of 1.19 ± 0.02 for integration times between 100 ms and 10 s. At $t_{int} = 10$ s, we go from an initial number of bad pixels of 5.3% of the total number of pixels (1024 x 1024), to 6.3% (+1% of bad pixels).
2. However, the variations of the mean dark current level are not significant in **proton tests**.
3. The number of hot pixels did not significantly changed after **TID test** with a ^{60}Co irradiation of 93.0 ± 1.2 krad at 1.17 - 1.3 MeV. Results are stable during the test, with fluctuations below 0.1% of the total number of pixels. No significant variation of the mean dark current level is reported. This is expected for the current MCT detector which is deposited via LPE, but may change greatly with the flight detectors which will be MCT deposited via MBE [6], namely Teledyne HIRG [12].

4. The dark signal non uniformity is affected by the received dose **in TID test**, spreading the distribution of dark values, but can be recovered to a more peaked distribution by annealing. This result was unexpected, especially since the effect of annealing on hot pixels number has proved to be counter-productive.
5. Measurements obtained after the annealing phase of 168 h at 80 °C show some significant degradations of the detector (increase in the number of hot pixels by more than 50%), pointing at an inappropriate annealing temperature which resulted in detector degradation instead of recovery.

Those two tests highlight the strong dependence of components degradations on the type of induced damages, from ionization (TID with low energy) to displacement damage (protons at high energy with strong dependence on fluence), rather than on absolute received dose [13]. Indeed the protons test resulted in significant damages, while having a 2 orders of magnitude lower received dose (~ 1 krad) than TID. To further understand the various types of responses of these detectors to radiations, the next step is a test using energetic electrons beam, which will also be a challenging irradiation vector at Jupiter, especially during Europa flybys.

Overall, we do not detect significant degradations impacting the detector's operability after 93 krad received dose, and a significant but minor increase of unusable pixels after protons irradiation. Those conclusions apply to this Sofradir NGP detector only, so further tests are foreseen to qualify the flight hardware.

ACKNOWLEDGMENTS

This work would not have been possible without financial support from CNES and ESA to the MAJIS consortium, as well as Belgian collaborators at UCL's cyclotron where those tests have been performed.

REFERENCES

- [1] Langevin, Y., Piccioni, G., Eng, P., Filacchione, G., Poulet, F., and the MAJIS Team, "The majis vis-nir imaging spectrometer for the juice mission." 45th Lunar and Planetary Science Conference, Abstract 2493. 2014.
- [2] Lopes, R. M. C. and Spencer, J. R., [*Io after Galileo*], Springer-Praxis, Chichester, UK (2007).
- [3] Bagenal, F., Dowling, T., and McKinnon, W., [*Jupiter, the Planet, Satellites and Magnetosphere*], Cambridge Planetary Science, Cambridge (2006).
- [4] ESA, "Juice environment specification." ESA ESTEC Noordwijk (02/10/2017). Reference JS-14-09, Issue 5.6.
- [5] Langevin, Y., Piccioni, G., and the MAJIS Team, "The majis visible/nir imaging spectrometer on board the esa juice mission: updated design, implications for performances and science goals." EPSC Abstracts 2017. EPSC2017-931-1, vol. 11.
- [6] Cowan, V. M., "Measurement and analysis of iii-v and ii-vi infrared detectors: Radiometric, noise spectrum, and radiation tolerance performance." University of New Mexico, Nanoscience and Microsystems ETDs (2016) http://digitalrepository.unm.edu/nsms_etds/34. (Accessed: 19 April 2018).
- [7] ESA, "Total dose steady-state irradiation test method." ESCC Basic Specification No. 22900. issued June 2016.
- [8] Claeys, C. and Simoen, E., [*Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices*], Springer, New York (2002). pp. 9-35.
- [9] Rubaldo, L., Brunner, A., Guinedor, P., Taalat, R., and et al., J. B., "Recent advances in sofradir ir on ii-vi photodetectors for hot applications," in [*Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIII*], Razeghi, M., Brown, G. J., and Lewis, J. S., eds., *Proc. SPIE* **9755** (2016).
- [10] Jenkins, G. D., Morath, C. P., and Cowan, V. M., "Empirical study of the disparity in radiation tolerance of the minority-carrier lifetime between iivi and iiiv mwir detector technologies for space applications," *J. of Electronical Materials* **46**, 5405–5410 (2017).
- [11] Hubbs, J. E., Marshall, P. W., Marshall, C. J., and et al., M. E. G., "Lateral diffusion length changes in hgcde detectors in a proton environment," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* **54**, 2435–2443 (2007).

- [12] Beletic, J. W., Blank, R., Gulbransen, D., and et al., D. L., "Teledyne imaging sensors: Infrared imaging technologies for astronomy and civil space," in [*High Energy, Optical and Infrared Detectors for Astronomy III*], Dorn, D. A. and Holland, A. D., eds., *Proc. SPIE* **7021** (2008).
- [13] Jun, I., Xapsos, M. A., Messenger, S. R., Burke, E. A., Walters, R. J., Summers, G. P., and Jordan, T. M., "Proton nonionizing energy loss (niel) for device applications," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* **37**, 1924–1928 (2003).

4.3. Article : *Characterisation of transient signal induced in IR detector array by Jupiter high-energy electrons and implications for JUICE/MAJIS operability*

Cette partie a fait l'objet d'un article accepté en octobre 2019 pour publication dans la revue à comité de lecture *Planetary and Space Science*, qui est reproduit ici. Cet article a pour objectif la compréhension de l'interaction entre des électrons incidents d'énergies typiques de celles rencontrées par MAJIS durant la mission et son plan focal. Contrairement à la partie précédente, le type d'interaction que l'on cherche à caractériser ici est un ajout de signal transiant dans les pixels impactés (appelé *spike*), les conséquences tiennent donc à des erreurs d'interprétation des données récupérées et non à une dégradation généralisée des performances du détecteur comme exposé précédemment.

L'article commence par poser le contexte de ces mesures et l'enjeu des erreurs d'interprétation potentielles ainsi que la stratégie prévue pour les éviter, puis il détaille les conditions d'acquisitions des données nécessaires pour s'assurer que cette stratégie, dite de despiking, fonctionnera en conditions réelles. Ensuite, les méthodes de traitement de ces données sont présentées, notamment pour proposer une méthode de distinction entre le signal transiant du aux électrons et certains comportement normaux des détecteurs testés. Puis les résultats des mesures sont analysés, afin d'aborder chacun des comportements qui pourraient empêcher l'application de la stratégie de despiking. À l'issue de cette partie, la conclusion montre qu'aucun de ces comportements n'est présent ou du moins pas dans des proportions susceptibles d'empêcher l'application du despiking, ce qui permet donc d'illustrer les performances de cet algorithme sur un exemple de données réelles issues des tests et de vérifier qu'elles sont conformes aux besoins de la mission.



Contents lists available at ScienceDirect

Planetary and Space Science

journal homepage: www.elsevier.com/locate/pss

Characterization of transient signal induced in IR detector array by Jupiter high-energy electrons and implications for JUICE/MAJIS operability

Pierre Guiot^{a,*}, Mathieu Vincendon^a, John Carter^a, Yves Langevin^a, Alain Carapelle^b

^a IAS, Bâtiment 121, CNRS / Université Paris-Saclay, Orsay, France

^b CSL, Avenue Du Pré-Ailly, Université de Liège, Liège, Belgium

ARTICLE INFO

Keywords:

JUICE
MAJIS
HIRG
Infrared spectral imager
Jupiter radiations
Sofradir retina
Electron transient signal

2019 MSC:

00–01
99–00

ABSTRACT

MAJIS is the visible-infrared spectral imager of the JUICE mission, scheduled by ESA to explore Jupiter and its three icy Galilean moons starting in 2030. It will encounter a challenging environment, the intense Jovian magnetosphere, which among the various expected effects of radiation on detector operability, raises the major issue of transient signal perturbations generated by electrons during every acquisition. This paper aims at a precise characterization of the consequences of such a flux of high-energy electrons on MAJIS detectors in order to evaluate their impact on their operability.

To assess the effects of this environment on MAJIS during the mission, we exposed two candidate detectors for the mission to β^- radioactive sources simulating an environment around the \sim MeV energy. The candidate detectors under tests were Teledyne HIRG and SOFRADIR Retina NGP MWIR with 5.3 μ m cut-off. We have developed and validated an algorithm to interpret these measurements and characterize the distribution of electron impacts (or “spikes”) both in terms of intensity and spatial distribution.

The main trends we identify are that the Sofradir detector generates in average 1 spike per electron while the HIRG generates in average 2 spikes per electron forming a spatial cluster. The counterpart that we observe is that more energy is deposited in single spikes on the Sofradir than on the HIRG. Yet, the transient signals are of the order of magnitude of 1000 charges in average, filling less than 1% of the full-well capacity of both detectors. Since the foreseen strategy to discriminate the spikes is time filtering on acquisitions that will be split into sub-integrations, the absence of time persistence of the spike signal was paramount and we managed to check its absence on both detectors. We conclude that the expected effects on operability should be effectively mitigated by the foreseen despiking strategy.

1. Introduction

1.1. Jupiter’s icy satellites exploration from previous missions

The Jovian system has been previously explored in detail by only two spectro-imaging instruments working in the near infrared: JIRAM on the Juno spacecraft currently orbiting Jupiter and NIMS on Galileo which ended its mission in 2003. While JIRAM primary focus is Jupiter and its atmosphere, NIMS also provided observations of the Galilean Moons surfaces. The NIMS instrument (Carlson et al., 1992) worked in whisk-broom mode with a 1 D detector, using 17 photo-diodes and a rotating grating to cover all wavelengths, while the spatial dimensions were acquired with rotating mirrors and the movement of the spacecraft. The infrared spectra acquired by NIMS exhibit compositional differences,

such as on Ganymede (see (McCord et al., 1998)) between regions with exposed water ice on the surface and without. The NIMS data also allowed to derive detailed maps of the surface temperatures of all the Galilean satellites, the distribution of the intense volcanic activity of Io, the detection of ammonia clouds in Jupiter’s atmosphere and evidences for the presence of a thin exosphere exhibiting on Europa (de Kleer and Brown, 2018), Ganymede (McGrath et al., 2013) and potentially Callisto (Cunningham et al., 2015).

Other sources of information such as magnetic and gravity field measurements also improved our understanding of the Galilean Moons. After Voyager and Galileo missions, a layer of liquid saline water ocean beneath surface ice crust was suspected on the three icy moons, especially on Europa where its detection is almost certain (Schenk, 2002). The thickness of the surface ice crust is still under debate, it has been

* Corresponding author.

E-mail address: pierre.guiot@ias.u-psud.fr (P. Guiot).

<https://doi.org/10.1016/j.pss.2019.104782>

Received 18 March 2019; Received in revised form 9 October 2019; Accepted 19 October 2019

Available online xxx

0032-0633/© 2019 Elsevier Ltd. All rights reserved.

estimated to 19–25 km for Europa at the end of the Galileo era, and 2–4 times this thickness for Ganymede and Callisto. These inner liquid oceans need to be further confirmed and characterized with orbital analysis, in particular near-IR spectro-imaging at higher spatial and spectral resolution than NIMS (see e.g. (Bagenal et al., 2006)) will notably make it possible to characterize young surfaces, such as Ganymede's which has areas not older than a few hundreds of millions of years according to (Wagner et al., 2018) (still poorly constrained), that are expected to provide information about surface-ocean exchanges. and cryo-volcanic/plume activity, which remain to be thoroughly probed.

Many other science questions remain to be investigated by the future spectro-imaging instrument to explore the Jovian system, such as the question of ocean's composition and potential interactions with the surface for the satellites, but also the origin of the auroras in their exosphere or the exact interaction processes between these bodies and the strong Jovian magnetosphere.

1.2. JUICE/MAJIS instrument and focal plane

Consequently, the next ESA Large mission to explore Jupiter will include MAJIS. MAJIS is a hyperspectral imaging spectrometer working in the VIS-NIR range (0.5–5.54 μm), where numerous mineral and icy species exhibit diagnostic spectral features. This cornerstone instrument, is under IAS/CNES (*Institut d'Astrophysique Spatiale/Centre National d'Etudes Spatiales*) responsibility with strong contributions from IAPS/INAF (*Istituto di Astrofisica e Planetologia Spaziali/Istituto Nazionale di Astrofisica*) and Leonardo company; it is described in (Langevin et al., 2018).

MAJIS works with one telescope and two detectors with their own optical path, each one being Teledyne H1RG with an 18 μm pitch. One will be used for the VISNIR channel in the 0.5–2.35 μm range and the other for the IR channel in the 2.25–5.54 μm range. The IR channel detector (grey box with orange strap on Fig. 1) will be maintained at 80–90 K via a thermal link to a dedicated radiator to allow sufficiently low dark current and noise contributions to work in its IR range, while the entire Optical Head of MAJIS along with the VISNIR detector will be

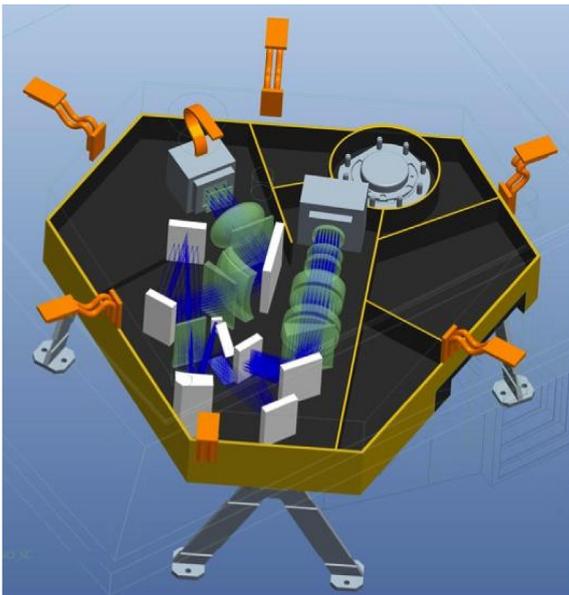


Fig. 1. MAJIS opto-mechanic design drawn by Leonardo Company (project communication): the two grey blocks at the end of the optical paths are the FPAs (Focal Plane Arrays), the infrared one is linked by its thermal strap in orange to be maintained at 85 K, while the rest of the Optical Head will be nominally at 140 K. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

at 140 K. Both detectors feature a Linearly Variable Filter (LVF) in front of them, made of coated sapphire, in order to remove the contributions from the grating at diffraction orders higher than 1. The whole spacecraft is partly shielded from radiations by several millimetres of aluminium, which is taken into account in the environmental simulations used to design the tests described hereafter.

To deliver down to Earth its final data in the form of 3 dimensions hyperspectral cubes, MAJIS will acquire series of frames, each one featuring a 400 binned pixels (36 μm pitch) spatial dimension along the slit and a 508 binned pixels spectral dimension along the dispersion direction of the grating. Then, the movement of the spacecraft, adjusted by the rotating mirror in MAJIS telescope, will allow reconstruction of the missing second spatial dimension. All image acquisitions will be split into several sub-integrations due to post-processing requirements that we will discuss later, among which only part of the data will be downloaded to Earth. This critical procedure will be performed on-board by the Main Electronics (ME) to reduce the telemetry need, since only 50 kbits/s are planned to be available so far (project communication).

During its nominal mission, from January 2030 to June 2033, MAJIS will study Jupiter, especially its hot spots and auroral emission as well as performing limb observations of star occultations through the atmosphere. The two close flybys of Europa will take place during this Jupiter orbit period, limited to such a short time for radiation intensity reasons. The flybys of Ganymede, Callisto, remote sensing of Io and flybys of small ring body yet to be chosen will then take place before the 9-month orbit of Ganymede to study its surface extensively. This Ganymede orbit will provide full coverage of the satellite at < 2.5 km/pixel spatial resolution. Those observations are summarized in Table 1.

1.3. Despiking need in the Jovian system

Despite its major achievements, NIMS performances were highly impaired by radiation damages, which permanently disabled 4 of the 17 photo-diodes and the movements of the grating making the acquired spectra of 13 spectral points instead of 408 (Lopes and Spencer, 2007). Those damages were permanent after only two years of mission. The cause for those damages were primarily high-mass and high-energy accelerated particles, such as protons, trapped in the Jovian magnetosphere and capable of forming permanent electronic defects. Transient signal caused by particles such as electrons transferring energy to the photo-sensitive layer of detectors was also an issue on the SSI 2D camera on Galileo.

This highlights one of the most challenging points for this mission will be the radiative environment: radiations in the intense Jovian magnetosphere are extremely hazardous for electronic material and may result either in permanent damages or in transient signal, which is added energy to the photo-sensitive layer of the detectors. These transient signals will be called “spikes” hereafter. In this paper we will focus on this last type of radiation-induced effect, the transient signal. Its criticality is best shown by the high-energy electrons flux expected to reach 3 e⁻/pix/s, assuming 10 mm Al equivalent shielding, at the closest point to Europa in the current mission definition (ESA and J. Team, 2015), resulting in multiple spike hits, adding noise to the scientific data and impeding their interpretation. It is currently believed (Kollmann et al., 2018) that the

Table 1

JUICE mission targets and foreseen observations at their closest approach. During the long Jupiter orbit, both the satellites flybys and Jupiter's atmosphere study will take place.

Target	Observations	Distance
Jupiter	2.5 years orbit	600 000 km
Io	remote	430 000 km
Europa	2 flybys	380 km
Ganymede	12 flybys and 9-month orbit	500 km
Callisto	13 flybys	140 km
Small ring body	2 flybys	> 600 000 km

main process to accelerate those electrons around Jupiter is adiabatic heating occurring via radial diffusion. The foreseen fluxes of electrons, modelled by IAPS/INAF, to be encountered by MAJIS through the whole mission are illustrated on Fig. 2. Those trapped particles in the Jovian magnetosphere come not only from the solar wind but also from the Jovian plasma torus, mainly fuelled by Io's volcanism (Bagenal et al., 2006). The fluxes given here per pixel for a certain energy range are computed from the simulated flux per square centimeters using the appropriate detector's pixel pitch.

If the spikes were not handled, they would create fake features in spectra which might be mistaken for an expected atmospheric emission, or it would raise the level of an absorption band characteristic of a chemical compound on the surfaces, possibly making it undetectable or simply unidentifiable since its shape would not match the spectral models anymore. Those potential deformations are illustrated by Fig. 3 on spectra of Ganymede acquired by NIMS (McCord et al., 1998). It may even make the information lost at some spatial or spectral positions by saturating the pixels (such as for Galileo/SSI (Klaasen et al., 1997)). Considering the spike rate given above for the worst case at Europa (3 e⁻/pix/s), and the fact that those electrons will create spikes of various intensities, they will even change the continuum of the spectra and create fake spectral bands. Those problems have been encountered by the NIMS instrument as described by (Hibbitts et al., 2000), where the identified spikes are described as positive or negative anomalous signal ranging from a few DN to tens of DN (Digital Numbers).

1.4. Spikes formation mechanisms in HgCdTe

Given the incident distribution of electrons shown in Fig. 2, some of these electrons (those with a high penetration depth) will cross the shielding material and simply reach the FPA (Focal Plane Array) with an almost unchanged energy (Raftari et al., 2018), while some other electrons will lose some of their energy in the shielding material and generate secondary electrons (Pickel et al., 2005). The FPA consists of an HgCdTe layer, which has been grown on a removed CdZnTe substrate (see (Beletic et al., 2008)), linked to its Si ReadOut Integrated Circuit (ROIC) by In bump bonds. During the integration time, each pixel in the HgCdTe layer has a high-field depletion area near the In bonds and a low-field diffusion area elsewhere, which allow for charge creation when a photon from the science targets hits the detector. However, when an energetic primary or secondary electron from the environment reaches

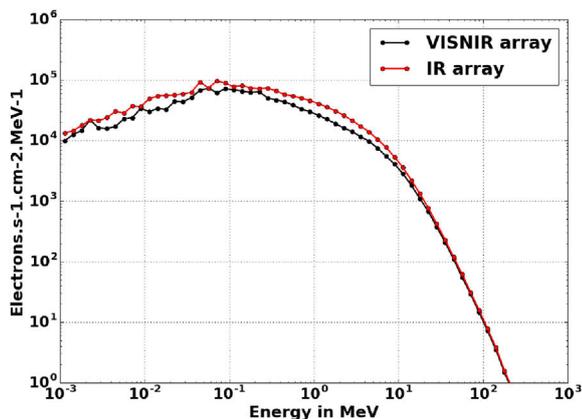


Fig. 2. Energetic distribution of electron flux in $e^-/cm^2/s/MeV$ seen in average by each detector on VISNIR and IR channel, simulated for in-flight conditions taking all shielding into account. Simulation has been done by IAPS/INAF, differences between channels come from different mechanical housings resulting in different shielding environments. There will be no electrons above 100 MeV and most of their population will be below 10 MeV with a distribution peak at 100 keV, therefore we tested the detectors with \sim MeV and below β^- radiation sources.

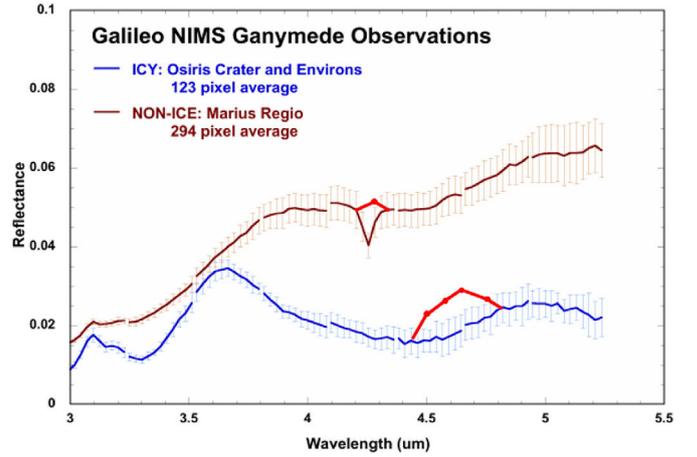


Fig. 3. Sample of infrared spectra obtained by Galileo/NIMS (McCord et al., 1998), on the surface of Ganymede at several places. Spectral signatures evolve with the position showing water ice regions. The added red dots illustrate the possible effects of electrons transient signal. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

this FPA, it will also generate charges along its path if its penetration depth is not too high, either in the depletion area which will be counted by the ROIC as additional signal in the hit pixel, or in the diffusion area in which case it may diffuse from the hit pixel to contiguous ones and be finally counted in another depletion area (see (Pickel et al., 2005)). This means that single electrons may generate several spikes in the shape of a cluster, especially if the incidence angle is high (Becker et al., 2005). On the other hand, some electrons with high energies may also yield little to no energy while crossing the detector ((Cosslett and Thomas, 1964) or (Kanaya and Okayama, 1972)).

Then, once an electron has reached a pixel and is interacting with it, the rate of charge generation in the pixel's depletion and diffusion areas depends on the ionization rate of the HgCdTe layer and on the Linear Energy Transfer (LET) of the electron. First, the ionization rate is estimated using the rule of thumb given by (McCullough, 2009) to consider that this energy is 3 times that of the cut-off wavelength, meaning \sim 0.7 eV for our 5.54 μ m cut-off. Then, the LET of electrons of energies \sim 1 MeV passing through HgCdTe alloy is given to be 250 eV/ μ m by (McCullough, 2009), which is for comparison one order of magnitude lower than proton's LET in HgCdTe, since LET decreases with the mass of the incident particle (L'Annunziata, 2012). LET will also vary with incident energy, it increases when the electron's energy decreases (Taylor, 1970), meaning that it will have a distribution of values as the incident population of electrons has one. At last, we need to estimate the thickness of the HgCdTe crossed layer to compute the expected number of charges created and not just their rate. A rule of thumb given by (Beletic et al., 2008) is that the thickness must be at least equal or superior to the cut-off wavelength, for simplicity we will consider 10 μ m for both detectors studied here, yet it may vary because of the very high mobility of the electrons. We obtain an estimated average of 3500 radiation-induced charges for each electron along all its path, which should be the order of magnitude of the spikes level in the images.

The sum of those charges, either photon- or electron-induced, are turned into Digital Numbers (DN) at the end of the integration time by the ADC (Analog-to-Digital Converter) of the PE (Proximity Electronics) which feeds the spacecraft onboard memory. As we see, the spike's average energy is rather low and not likely to saturate the pixel's quantum well, so it may just be adding signal to the photon-induced one, creating the potential misinterpretations we saw in the previous paragraph. To sort those two contributions out the foreseen strategy is time filtering as detailed in the next paragraph.

1.5. Foreseen despiking strategy

Knowing this, we plan to develop the following time filtering algorithm, which needs to be simple and memory-cheap since it will be implemented on-board the spacecraft with limited resources.

This in-flight despiking algorithm has two tunable parameters: each integration of a pixel will be split in several sub-integrations (M parameter, typically between 10 and 20) of a few hundreds of milliseconds. Then, the values of the pixel for each sub-integration are sorted out in increasing order. Only the few lower values (N parameter, typically between 1 and 5) are kept as unspiked values and summed to result in the final pixel value for this integration which will be sent by the spacecraft as an image. The expected performance for the filtered images after the algorithm is less than 1% of the pixels still containing a spiked value, with M and N parameters being adapted according to the expected radiative environment at each phase of the mission, to fulfil this objective while maintaining sufficient SNR (Signal to Noise Ratio) for science targets.

However, we can see that this approach entirely relies on the assumption that the lowest values of the pixel will always correspond to the absence of electron impact. As we saw in the previous paragraph, this may be wrong in some situations, which are:

1. If some spikes have such energy levels that they saturate the pixel, it may cause additional blooming;
2. If a single electron hit spreads its energy to adjacent pixels forming a cluster of spikes, with the average level of a neighbouring pixel being higher because of the target's signal, this value might be still counted in the lowest occurrences of the neighbour pixel yet it contains a spike;
3. If some spikes create persistence over time in the pixel, we may end up without any unspiked frames;
4. If the surrounding materials in the focal plane, such as the sapphire substrate of the LVF or the anti-reflection coating on the detector, generate more secondary electrons (*glow*) than modelled by ESA it would worsen the situation and the initial guess of despiking parameters M and N would become wrong;

Therefore, in order to ensure that the algorithm will work properly in flight conditions and to obtain a first estimate of the M and N parameters, we need to perform tests on candidate detectors with radioactive sources of electrons. The previous points will be our main analysis goals after measurement campaigns, to check for typical spike energy and numbers (point 1), clusters (point 2), persistence (point 3) and glow (point 4).

2. Experimental setup and acquisitions

2.1. Test bench requirements

The expected fluxes during JUICE mission range up to 3 spikes/pixel/s during both Europa flybys, which is the main reason for this limited number of two flybys despite Europa being one of the major science objectives of the mission, but it will be far lower during Ganymede orbit for instance. Therefore the test bench needed to reproduce all of these conditions had to feature several radioactive sources allowing for simulation of several mission phases with various energy distributions and various activities. The electron fluxes from each source must be calibrated right before the test, while the detector under test must be maintained under cold and vacuum conditions. The order of magnitude of temperature for ROIC electronics are the temperature of liquid Nitrogen (> 77 K) and the pressures are $\sim 10^{-7}$ mbar. The actual temperature of the detector chip must be known at any moment to ensure a suitable dark correction of the images, which is made possible by PT100 probes attached to the Copper detector's holder.

2.2. CSL setup description

The setup fulfilling the requirements for these tests has been developed at CSL (*Centre Spatial de Liege*) specifically for JUICE purposes, it is illustrated on Fig. 4 and extensively described by (Carapelle et al., 2019). We rely on a reference spectrometer under vacuum which yields the energetic distribution of electrons generated by 3 β^- radioactive sources: Ruthenium 106, Strontium 89/Yttrium 90 and Chlorine 36. Then a motorized source wheel brings the sources in front of the MAJIS cryostat where the detector is irradiated at several operating temperatures and integration times. The cryostat is closed by a specific window which is transparent to electrons but not to photons in order to irradiate the detector while maintaining it in dark conditions. The distance between the sources at the edge of this motorized wheel and the detector chip itself was 8.27 mm during the first campaign in 2016 and 7.07 mm during the second campaign in 2018. The energetic spectra of the three sources measured by CSL spectrometer are given on Fig. 5, with MAJIS cold plate and electron-transparent window placed in the spectrometer in the same way as in the detector's cryostat. Therefore, the measured fluxes should account for most of the generated secondary electrons but not all of them since the environment encountered by the primaries is not the exact same one as in the test cryostat. The small flux differences between sources used for September 2016 campaign and for June 2018 campaign come from radioactive decay and a slightly different energy bin used for measurements: 0.58 keV for September 2016 and 0.56 keV for June 2018.

The Ru and Cl sources have the same activity, namely 37 kBq, with energy distributions peaking respectively at 0.6 and 0.2 MeV, while the Sr/Y source has a lower 3.7 kBq activity with an energy distribution peaking close to the Ru at 0.5 MeV. For Cl, due to its low energy/shallow penetration depth, its resulting distribution after MAJIS window and cold plate yields four times less electrons than Ru despite having the same activity. As for Ru, its short half-life (1.02 years) made the use of a fresh source mandatory for each campaign and its radioactive decrease was taken into account in source reference measurements so that Fig. 5 gives the actual fluxes at the time of the tests on both detectors. All sources have been imaged in long series of frames at short integration times

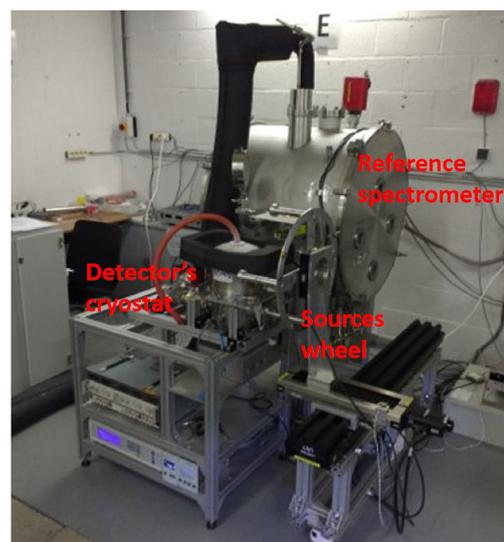


Fig. 4. CSL test setup: at the front centre the three sources are mounted at the edges of the motorized wheel, while the detector's cryostat is on the left (with its orange pipe) on its monitoring rack, and the tank at the back contains the CSL electron spectrometer to characterize the actual sources flux. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

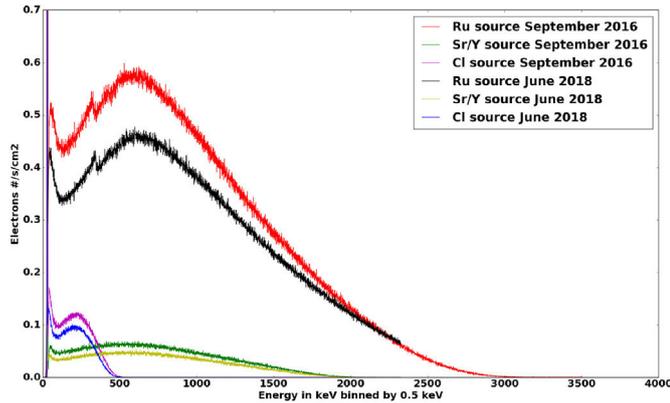


Fig. 5. Energy spectra of the three sources, obtained by the CSL spectrometer, after MAJIS representative cold plate and window shielding taken into account. The sources were at different distances during the two campaigns and the freshness of sources were different.

(between 100 ms and 1 s) that can be summed on ~ 4000 frames to reproduce the Europa phase electron fluxes out of the actual fluxes of those sources which do not exceed $0.004 \text{ e}^-/\text{pixel}$. It appears that none of the sources exceeds 3 MeV which is well below the highest energies expected in flight according to Fig. 2, for two reasons: one being that the procurement of more energetic sources was difficult and raised security issues with the planned setup at CSL, the other one being that we assumed that the higher energy electrons would not deposit enough energy in the detector to be of concern. This last aspect will be confirmed by our measurements in the following paragraphs.

2.3. Tested detectors

2.3.1. The Sofradir Retina

The first tested detector is a Sofradir Retina NGP, which was a candidate in the selection process of MAJIS detectors. It is read by a custom ROIC (*ReadOut Integrated Circuit*) of CTIA type, n on p doped, made of an MCT layer deposited on CdZnTe via Liquid Phase Epitaxy (LPE) as explained by (Chorier et al., 2001). The substrate is then removed. Its cut-off wavelength is $5.3 \mu\text{m}$ and it has a Full Well Capacity (FWC) of $\sim 740\,000 \text{ e}^-$. In terms of dimensions, it is a 1024×1024 pixel array, with a $15 \mu\text{m}$ pitch, which are expected to be binned in flight. Its thickness is not precisely known since it is not given by the manufacturer, we assumed for simplicity that the order of magnitude of $10 \mu\text{m}$ determined in section 1.4 using the rule-of-thumb given by (Beletic et al., 2008) (given for HxRG detectors) is also applicable to this detector. This is questionable considering the manufacturing differences between both detectors, but will not be of consequences for the interpretation of the results presented here. We measured its Readout Noise at around 250 e^- per single read at nominal operating temperatures of 80–90 K.

During the test, we added a custom filter holder in aluminium to accommodate a small sample of the Linear Variable Filter (LVF) which will be in front of the detector during the mission to discard the contributions of higher orders of diffraction. For those tests, only the sapphire substrate of the LVF was used since it is the part that might generate glow - secondary photons - after being hit by an electron. The sapphire and its holder covered about a quarter of the detector's area, generating a geometry where some of the electrons cross only Al before reaching the photo-sensitive layer while only a small fraction do cross the sapphire substrate as intended.

2.3.2. The HIRG engineering grade

The future flight detectors for MAJIS will be Teledyne HIRGs with its ROIC being a source-follower (SFD) type. Fig. 6 shows the cryostat setup with the detector behind a cold plate to shield it from light. It also

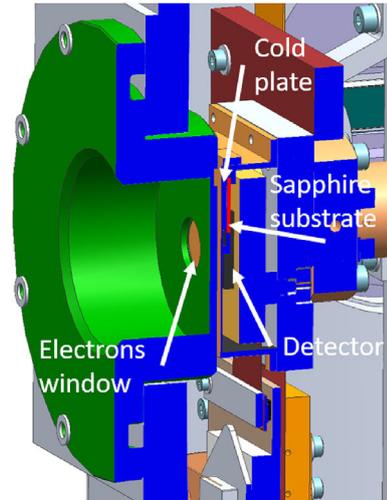


Fig. 6. Side view of the HIRG detector in its cryostat used for electron tests. The green part is the outside flange of the cryostat where the electron sources can be placed, then the electrons go through an electron-transparent window. They encounter the cold plate which surrounds the detector protecting it from light which alters the initial distribution of electrons, and at last some of them cross the sapphire substrate part (in red) before reaching the detector itself (black part). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

consists of an HgCdTe layer deposited on CdZnTe substrate which is later removed, but via Molecular Beam Epitaxy process. Its doping is p on n unlike the Sofradir, but it has the same cut-off wavelength of $5.3 \mu\text{m}$. Its FWC is shallow at $80\,000 \text{ e}^-$ and the flight model is expected at $60\,000 \text{ e}^-$. The reverse bias voltage used by Teledyne in this case is 256 mV. Its dimensions are 1024×1024 pixels and an $18 \mu\text{m}$ pitch, also supposed to be binned once in flight yielding a pixel definition of $36 \mu\text{m}$. As for the Sofradir one, the exact thickness of its photo-sensitive layer was not provided by the manufacturer.

It can be read in two modes, called Slow and Fast, which have both been implemented using a dedicated microcode developed at IAS. The Slow mode works in Correlated Double Sampling (CDS) and allows for integration times longer than $\sim 700 \text{ ms}$, it will be one of the modes actually implemented in flight and is extensively used in the analysis presented here. This CDS is performed with one reset image (1) and one read (2), separated by the required integration time, after which the two images are subtracted (2–1). The Fast mode works with a single read-reset and allows for integration times longer than $\sim 60 \text{ ms}$, therefore it will be used in this analysis for the study of persistence which requires short delays between integrations, yet its poor performances will not allow its use in flight where it will be replaced by another mode that was not implemented at the time of the tests, therefore it will not be extensively discussed here. Fast mode images being single read-reset they mandatorily require the acquisition of series of dark conditions images that will be subtracted from the single read-reset images.

For the electron tests it also featured a part of sapphire filter substrate in front of the detector chip but actually covering less than a quarter of it. This substrate was held by its sides thanks to the cold plate carved in a drawer shape, it is 1 mm thick with 1 mm remaining between its bottom surface and the detector, representative of the flight model.

2.4. Measurement campaigns

The first test campaign was conducted at CSL in Belgium on Sept 20–22 2016 with the Sofradir detector in its cryostat. Our test plan included several measurements without sources in front of the detector to get “dark” reference frames as well as measurements at three different detector's temperatures since it affects dark current and RON (ReadOut

Noise) values: 80, 85 and 90 K. All detector's temperatures were measured by the regulating cold finger at the rear of the detector's Cu base plate, we estimated the offset with the actual detector's temperature to be about 1 K hotter. We tested the shortest and longest foreseen integration times during the mission (110 μ s and 10 s) while focusing our acquisitions on typical in-flight integration times: 100 ms and 1 s. We took more than 10 000 frames accounting for 40 GB of data during the test, for all integration times, detector's temperatures and sources (Ru, Sr/Y, Cl and no-source).

A similar procedure took place on June 5–6 2018 with the HIRG engineering grade detector in its cryostat. The range of integration times was more limited due to the shallower Full Well Capacity and the readout speed, for this reason most of the measurements were taken at 100 ms in Fast mode and 800 ms in Slow mode, which are also representative of the typical sub-integration times in flight. Part of the data were processed on the fly to adapt our acquisitions and integration times to the results. We measured independently the dark current and RON for each mode before irradiation.

3. Data analysis methods

3.1. Measured parameters

To assess the behaviour of our detectors during exposure to the electrons, we wanted to measure the following parameters:

1. Spikes counts and energy spectra
2. Clusters number and size
3. Signal persistence over time
4. Potential glow from surrounding materials

Data are acquired in bursts of 32 frames, which is imposed by the communication software for the HIRG and series of 64 frames for the Sofradir. A sample frame from HIRG is shown on Fig. 7, where we summed a series of 31 frames at 800 ms exposure each, to obtain sufficient spikes flux for visual representation. The color of pixels codes the intensity of the signal, expressed in Digital Numbers, the maximum being 65535 DN for Sofradir and for Slow mode with HIRG since the values are coded on 16 bits, while it is 4096 DN for Fast mode since the values are coded on 12 bits, though the actual saturation of a pixel usually occurs at lower levels than the maximum numerical value. The centre of the source is easily identified by the density of spikes, as well as the angle spread effect.

We always handled these data as time series since it is impossible to distinguish a spike from a Random Telegraphic Signal (RTS) on a single

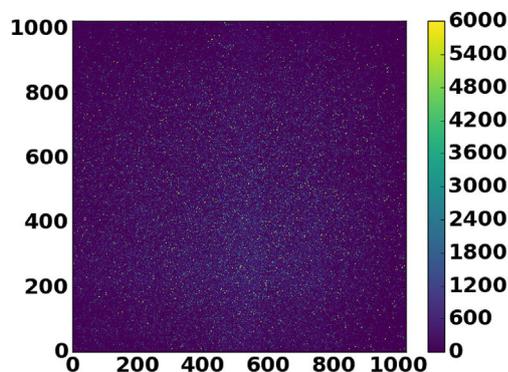


Fig. 7. Image resulting from the sum of 31 integrations of 800 ms each taken by the HIRG detector protected from any light signal by a cold plate but with the Ru source in front of the cryostat. The observed spikes energies expressed in DN are color-coded, their spatial distribution shows that the source was not perfectly centred. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

frame. Therefore, we grouped the frames in series of 32 for each source at each integration time, as well as dark frames where the sources were not in front of the detector to be used as a reference. The first image of the series is always discarded as it is garbled. The series of 31 remaining dark frames are used to create a bad pixels map, by flagging all pixels exhibiting a standard deviation three times above the median standard deviation of the whole array. These bad pixels will not be taken into account by the spikes detection algorithm, they represent 7% of the array for Sofradir and 4% for HIRG in average as we found in our data.

The definition of cluster of spikes that we will use is a group of pixels having one contiguous side (not in diagonal) which are all impacted by a spike on the same frame in the time series. The energy or intensity of the spikes are defined here as the level of the pixel at the frame where a spike is detected, either in DN or in charges, relatively to the median level of this pixel computed on the rest of the time series; therefore it is the added signal of the spike.

The spikes detection algorithm is then applied to these time series, as well as the dark one to measure the amount of fake positive detections. The steps of the algorithm are detailed in the next paragraph, it is used to count spikes, measure their relative energy, angle from the centre of the source, keep track of their spatial and time positions, count clusters and measure their size.

3.2. Spikes detection algorithm for analysis

A dedicated spikes detection algorithm proved mandatory for this analysis since the need to retrieve both the energy and position of each spike to understand their behaviour is very different (and more processor and memory demanding) from the need to blindly remove them once in flight. This question is well-known for cosmic rays, for which similar algorithms have been developed such as [Offenberg et al., 1999](#), though we added more steps here to account for some erratic behaviours of our detectors that might be confused with spikes. The focus of this algorithm is the identification of the properties of the spikes relatively to the normal behaviour of the detectors. This algorithm works on data described in the previous paragraph and follows these steps:

1. Find the maximum value in each pixel's time series
2. Compute median value and standard deviation on the time series ignoring this maximum value
3. Check that the maximum is above median +3 standard deviation
4. Check that the standard deviation of the three values before or after the maximum have a standard deviation below the average one
5. Check that the series without the maximum is below 30% of this maximum
6. Then the maximum is considered as a spike and its position, energy and angle from the source is stored
7. This process is repeated once on the series from which the first identified spike has been removed to look for potential second hit

The assumptions motivating this algorithm are: that all pixels not flagged as bad might be impacted by a spike, the candidate is the maximum (step 1) and it has to be significant with a 3 sigma criterion (step 3) and the surroundings of the spike has to be flat enough not to mistake it with RTS (step 4). With the algorithm stopping at step 4, we encountered results that were highly polluted by fake spikes (almost half of the detections in some cases) and a very poor completeness of the detection at low energies which would have distorted the retrieved energy distributions. Therefore, we needed a criterion of *well-behaving* pixel that would also depend on the spike-candidate energy (the lower the energy, the more compelling the criterion), which is why we added step 5. The 30% has been arbitrarily determined during the validation of the algorithm (see next section) with simulated spikes in order to find the value guaranteeing the best compromise between completeness of the detection and amount of fake detections. At last, step 7 allows for detection of a potential second spike on the same pixel, since the

probability of a third hit is very low ($< 1\%$ even with Ru source) it is ignored.

The tuning and performances evaluation of this algorithm are detailed in the next validation paragraph, in average we obtained $\sim 70\%$ of completeness (true spikes retrieval) and less than 1000 fake detections. Of course it is impossible to guarantee on real data that none of the detected spikes come from natural radioactive source, since they are undistinguishable.

3.3. Algorithm validation

In order to validate the performances of this algorithm and determine the arbitrary scale value, we used time series obtained during the test campaigns as reference data, meaning without any radiation source in front of the detector. We added spikes at spatial and time positions that were randomly determined at each run, with one spike every 1 DN on each frame of the series, yielding 31 injected spikes that should be detected in total at each energy if we histogram the results with a 1 DN bin. We tested various values for the highest energy injected, up to 10 000 DN.

Fig. 8 shows the amount of missed spikes for two dark frames of the Sofradir detector at 80 and 90 K respectively. Here, we used the final optimised arbitrary factor of 30% for step 5 of the algorithm. An ideal algorithm would yield a perfectly flat line centred on 0, yet here we miss about 30% of the spikes as we can see on the plot, with almost no dependence on the energy when it is higher than ~ 200 DN.

At low energies, other phenomena are observed: below 20 DN, no spike is detected on any detector. This threshold effect will introduce differences with the incident electrons measured distributions, yet it was inevitable since a very low spike is indistinguishable from dark erratic behaviour, and our aim is to analyse only spikes induced by electrons so as to obtain reliable information on the effect of electrons. Between 20 and 200 DN, the amount of detected spikes suddenly increases and even goes above the amount of injected spikes (below 0%) for the 90 K conditions. This is actually where most fake spikes (not injected by our simulation) are happening because of the noise levels. We have reached a number of fake detections always below 1000, typically 500 but slightly varying with detector's temperature and between H1RG and Sofradir. The amount of fake spikes increases at 90 K since temperature increases the dark current level and noise. This will make interpretation of energy distributions at these levels difficult and to be taken with caution.

The validation of this algorithm allows for a correction factor to be

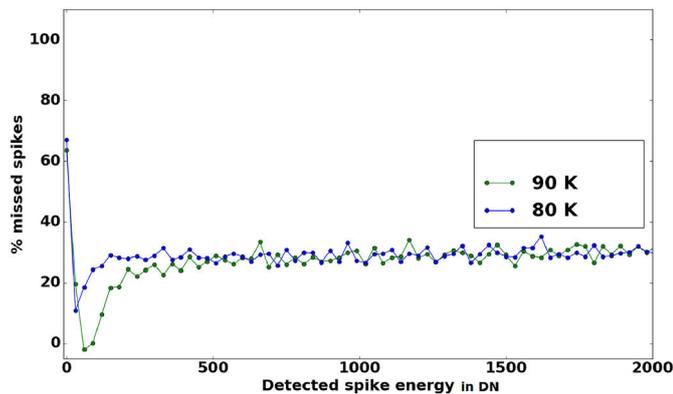


Fig. 8. Difference between expected detections per 30 DN bin and actual detections using the optimised parameters of the algorithm in percents. The blue curve is obtained using Sofradir dark frames at 80 K while the green one is obtained also with Sofradir at 90 K. We observe an increase of fake detections at low levels especially at 90 K since the dark noise is higher, and a threshold effect at very low energy. The situation is similar for H1RG. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

applied to the total counts we will obtain when analysing real data: the correction factor is determined by the completeness evaluation of our detection algorithm, which yields a factor of 1.34 for H1RG counts corrections and 1.37 for Sofradir counts corrections. These factors take into account the percentage of pixels that are flagged as bad in the very first steps of data processing (4% for the H1RG and 7% for the Sofradir) and the amount of missed spikes in the simulations (30%). Though 30% seems unsatisfying, we had to make a trade-off for this completeness, since a less severe detection algorithm would have detected way more fake spikes that would skew our sample. This effect is illustrated by Fig. 9 where the increase of false positives with threshold is steep while false negatives are little sensitive to it. Therefore we chose 30% as the higher threshold that kept the amount of false positives to the minimum. We considered the addition of false positives more impairing for our study than missing real spikes, as long as their distribution is not distorted by a selection effect. Since the position and energies of missed spikes can't be guessed, all plots of parameters linked to the detected spikes in the next sections will be done using only the detected spikes without any simulated addition, as for the total number of spikes it can be computed from the detected ones using the above mentioned correction factors. Lastly, the amount of fake spikes detected being always of a few thousands, we fixed the precision of all counts that will be given in the analysis to $1.0 \cdot 10^3$.

4. Results and interpretation

4.1. Spikes counts and energy distributions

Figs. 10 and 11 give the histogram of retrieved energy distributions of spikes in terms of flux and probability respectively. The red, green and magenta curves are for the Sofradir, while the black, yellow and blue ones are for the H1RG in Slow mode. The energies have been converted from DN to physically meaningful electrons (or charges) using the ADC gain of each detector to make the result comparable between both detectors and with the prediction of deposited energy we made in paragraph 1.4. This gain is $5 e^-/\text{DN}$ for H1RG in SLOW mode and $80 e^-/\text{DN}$ in FAST mode, while it is $45 e^-/\text{DN}$ for Sofradir, which required a re-binning (by $50 e^-$) of the curves for their comparability.

The integral of the curves plotted on Fig. 10 are given in the third column of Table 2, which is the total amount of detected spikes, to be compared to the second column of this Table which gives the measured amount of electrons sent from the sources. Therefore, the integral of these histograms show that no major difference between electrons and spikes appear: both counts are of the same order of magnitude. We also

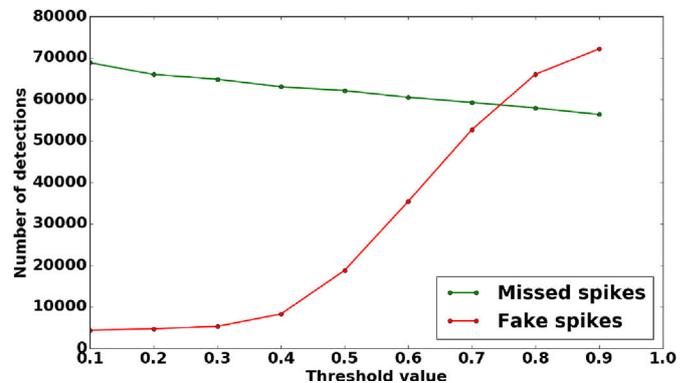


Fig. 9. Evolution of the false positive detections (fake spikes in red) and false negatives (missed spikes in green) versus the threshold value of the algorithm. This threshold corresponds to step 5 in the algorithm description where 30% is given: here we explore values from 10% to 90%. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

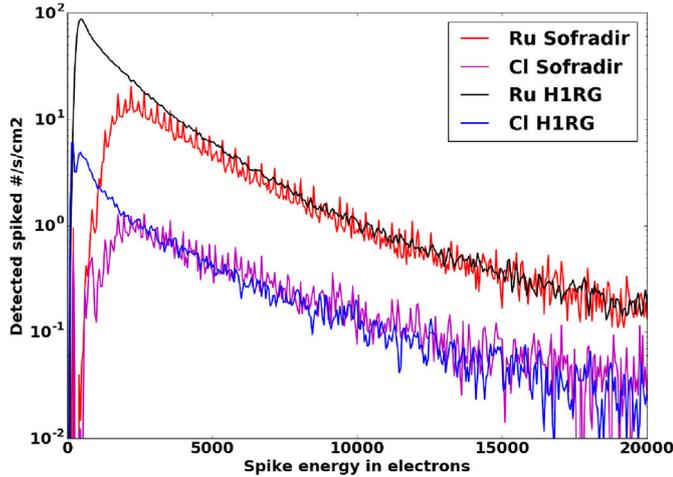


Fig. 10. Detected fluxes of spikes per second and cm² versus their energy, in vertical log scale, for both detectors and the two most different sources: Ru and Cl. Red and magenta histograms are for the Sofradir with sources Ru and Cl respectively, while black and blue histograms are for the H1RG in Slow mode with Ru and Cl respectively. Data are binned by 50 e⁻. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

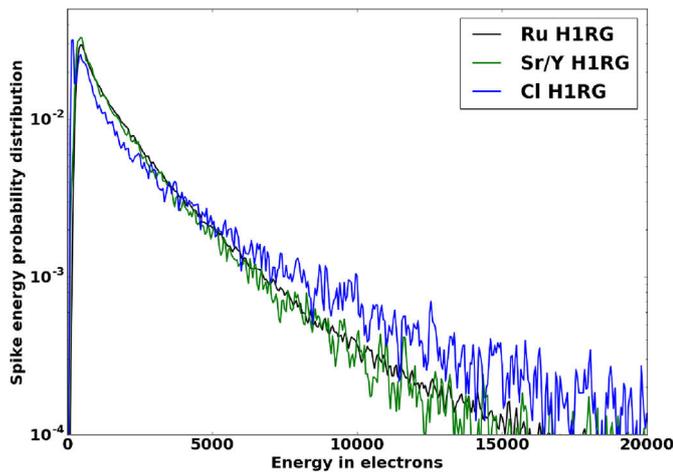


Fig. 11. Measured energy deposition probability per spike, in vertical log scale, for the H1RG with the three sources in Slow mode. Black, yellow and blue histograms are for Ru, Sr/Y and Cl sources respectively. Data are binned by 50 e⁻. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

check on this Fig. 10 compared to Fig. 5 that when the flux of incident electrons increases (Ru compared to Cl here), it also increases the flux of spikes. Yet, differences of shape are very marked: the difference of low-energy cut-off between H1RG and Sofradir on Fig. 10 is a consequence of both the detection algorithm and the detector's sensitivity. Indeed, we set the threshold of our detection at 20 DN in our previous section 3.3, which translates into 100 electrons for H1RG and 900 electrons for Sofradir given their respective gain, explaining in part the cut-off that we observe. In addition, the Sofradir detector is also intrinsically less sensitive than the H1RG which also contributes to the decreasing shape of the observed distribution at low energies.

The measured average energy on these curves are close to the predicted value of ~ 3500 e⁻ in part 1.4: we find 2700 e⁻ and 3600 e⁻ for H1RG with Ru and Cl respectively, while Sofradir yields 5500 e⁻ and 7200 e⁻ for Ru and Cl respectively. Since these values are expected to vary for different path length and varying LET (depending on particle

Table 2

Spikes detections statistics: detector and source are given in the first column, the second column gives the amount of electrons measured by the reference spectrometer, the third gives the detected amount of spikes, the fourth is the ratio between the two previous columns, the fifth is the number of hits (clusters counted as one) which is expected to be the amount of interacting electrons, and the last gives the average size of a hit (ratio of third and fifth columns). All these values are evaluated on series of 31 frames. The uncertainties on counts are ± 1000 .

Measurement conditions and sources	Sources electron counts	Detected spike counts	Ratio spikes/electrons	Nb hits (clusters + singles)	Average hit sizes
H1RG Ru 85 K 800 ms	100 000	248 000	2.5	141 000	1.8
H1RG Sr/Y 85 K 800 ms	8000	27 000	3.3	12 000	2.2
H1RG Cl 85 K 800 ms	5000	16 000	3.2	7000	2.3
Sofradir Ru 85 K 1 s	104 000	77 000	0.7	63 000	1.2
Sofradir Sr/Y 85 K 1 s	10 000	12 000	1.2	10 000	1.2
Sofradir Cl 85 K 1 s	5000	8000	1.6	7000	1.3

Table 3

Summary of despiking algorithm performances on dataset acquired at CSL with an equivalent flux of 1.2 spikes/s/pix. M is the number of sub-integrations at 100 ms integration time which are sorted in increasing order, while N is the number of frames that we keep as unspiked values.

M	N	% remaining spikes
3	1	2.4%
4	1	1.1%
5	1	0.3%

energy) these disparities were expected. However, the ranking of these average energies shows that the least energetic source (Cl) yields more energy in the form of spikes to the detector than the most energetic source (Ru). This is better illustrated and explained by Fig. 11 where the previous histograms are normalized to their integral, giving an energy probability for one spike coming from each source (here on the H1RG detector, the situation is similar on Sofradir). On this Figure, we check that the least energetic source Cl (blue curve) has a higher probability of forming bigger spikes than Ru or Sr/Y sources (black and green curves), which have very similar energy distributions: the source that does not produce electrons higher than 500 keV according to Fig. 5 generates more spikes than Ru and Sr/Y starting at an energy of about 4500 e⁻. This observation is explained by the fact that a least energetic incident particle will have a higher LET, yielding more energy to the material per length unit, as long as it remains in the range of the total energy available, which is the case here since one electron-hole pair is generated by 0.7 eV in HgCdTe and the sources have typical energies of 10^5 eV.

The other discrepancy in these average energies is between both detectors: for the same source the Sofradir detector always exhibits a higher average energy of spike, while its spike counts (see Table 2) are always lower by a factor of $\sim 2-4$ than on the H1RG. To account for this effect, we need to consider the formation of clusters of spikes.

4.2. Spatial clustering

An example of clusters of spikes is given by Fig. 12, where the color codes the relative spike level in DN. We observe several single hits, and clusters of 2, 3 or 4 pixels in various shapes. To explain these observations, we have to consider how the electron is releasing energy to the photo-sensitive layer when it crosses it, as explained in the paragraph 1.4, especially that a single electron will yield its energy all along its path and potentially in pixels contiguous to the one it impacted first,

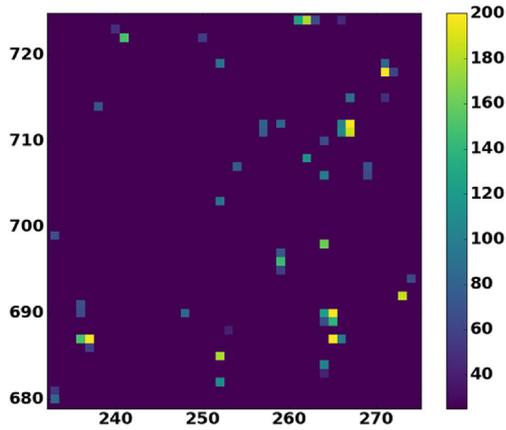


Fig. 12. Zoom on spikes impacts on a frame of the HIRG detector, with the color coding the energy of the detected spikes in DN. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

generating a cluster of spikes. However one electron can only generate a single hit or one cluster at top, but not several clusters, as we assessed in our cases by checking that the clusters in a radius of two pixels around all single hits (which are candidates for multiple-clustering spikes) were not found in numbers higher than what randomness produces.

These random processes can also generate clusters if several electrons happen to hit contiguous pixels randomly. The probability of these stochastic clusters will of course decrease with the size of the considered cluster and with the amount of expected electrons. Therefore, we performed Monte-Carlo simulations with the amount of electrons corresponding to each detector and source we had in order to compare the stochastic clusters formed in these simulations to the measured amount of diffusion clusters in our data. For clusters of 2 pixels we obtain about 10% of stochastic clusters compared to the total amount of clusters of 2 found, and this drops below 1% for clusters of 3. Therefore, we will consider this contribution negligible and assume that clusters are formed via energy diffusion.

On Fig. 13 we plot the same histograms that on Fig. 10 but for Ru source only and in vertical linear scale to allow for a precise comparison: we observe that both distributions exhibit very similar amounts of high-energy spikes, but the HIRG curve has higher amounts of spikes for

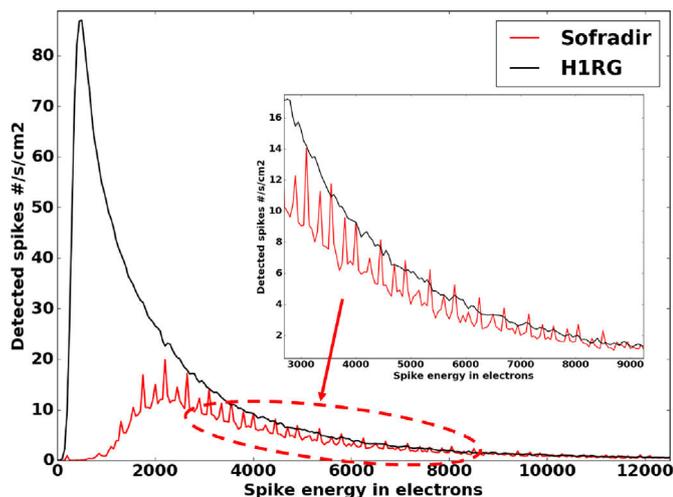


Fig. 13. Histogram of detected flux of spikes, similar to Fig. 10 for the Ru source with both detectors. The vertical scale is linear to allow for more precise comparison of the energy range where both curves start to behave differently, in the zoomed frame.

energies lower than $7000 \sim 8000$ e $^-$. Therefore, the fact that Sofradir has higher average spike energies than HIRG might be explained by these clusters: once an electron reaches the HIRG photo-sensitive layer, it will spread its energy more easily than in the Sofradir, generating clusters of lower-energy spikes, which correspond to the population that we observe at energies below 7000 e $^-$ on Fig. 13 for the HIRG. This effect appears to be strong, since it overcomes what we would expect from pixel size: the Sofradir pixels being only $15 \mu\text{m}$ in size which could favour energy diffusion to the neighbouring pixels, while HIRG pixels are $18 \mu\text{m}$. It is however supported by the well-known higher cross-talk in the HxRG: usual cross-talk values for Sofradir detectors are below 3% (Fieque et al., 2019), while for HIRG values between 4 and 10% were standard until recent improvements (Prieskorn et al., 2013), which are not implemented in the detector we used though.

Another way to check for this tendency of the HIRG to let the energy spread more easily through pixels, forming more spikes of lower energies, is to plot the histogram of the cluster sizes on both detectors to see their evolution. These histograms are plotted on Fig. 14 for the Ru source and on Fig. 15 for the Cl source, the resulting average cluster size for each measurement condition are given in the sixth column of Table 2. The numbers of clusters are decreasing far more rapidly with increasing cluster size on both Sofradir curves (red and magenta) than on HIRG curves (black and blue) as expected. Yet, a new behaviour is identified on these histograms: the clusters of 4 spikes seem to be favoured on the HIRG, with a relative increase more important for Cl source than for Ru. We checked using Monte-Carlo simulated inputs that this tendency was not an artifact of our detection, which it is not, therefore it appears that the diffusion of energy in the HIRG sensitive layer is especially easy in square groups of 4 pixels. This might be indicating that the energy diffusion from the impacted pixel is happening isotropically which would favour clusters of 2 when the hit is close to the middle of a pixel side, and clusters of 4 when the hit is close to the corner of a pixel.

The fact that the Cl source is producing more of these 4-clusters can be interpreted along with the evolution of average cluster sizes in Table 2: it increases when the average electron source energy decreases. If the cluster size is directly linked to the deposited energy both phenomena are explained since we saw that Cl is yielding more energy than Ru or Sr/Y. On Fig. 16 we plot the correlation between the peak energy in a cluster and the size of this cluster. The red squares with their $\pm 2\sigma$ error bars are the average value for each cluster size. The spread of these energies is extremely wide, making the interpretation difficult. Larger sizes of clusters are not represented on the Figure because of their low significance: the plot is limited to sizes with 30 occurrences at least. Overall, we

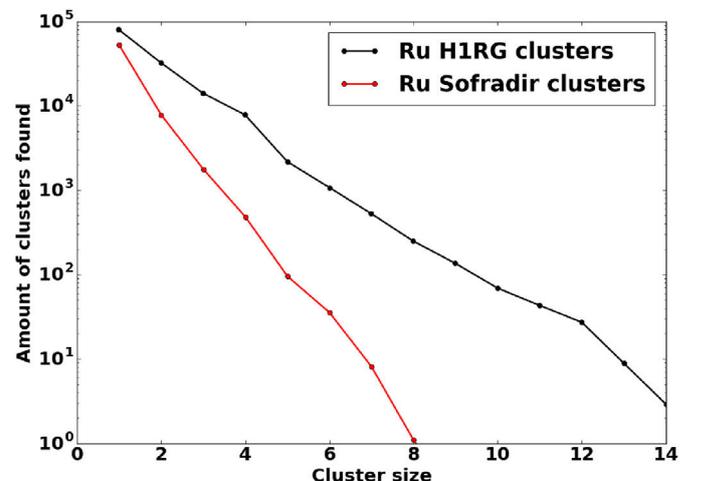


Fig. 14. Histogram of detected clusters versus their size with the Ru source, in black for HIRG and in red for Sofradir. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

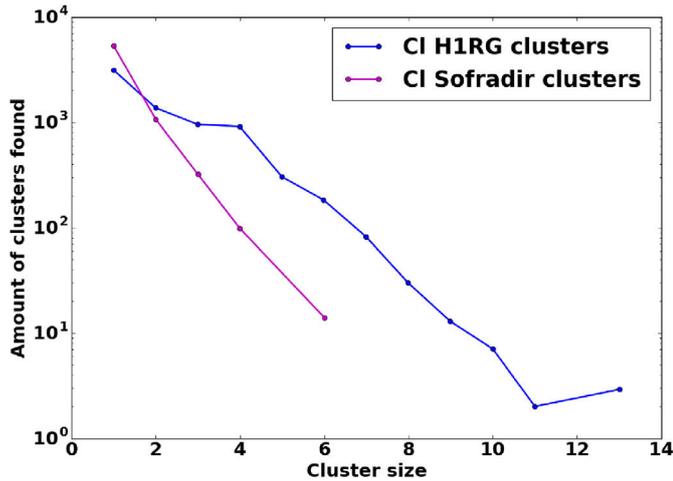


Fig. 15. Histogram of detected clusters versus their size with the CI source, in blue for the H1RG and in magenta for Sofradir. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

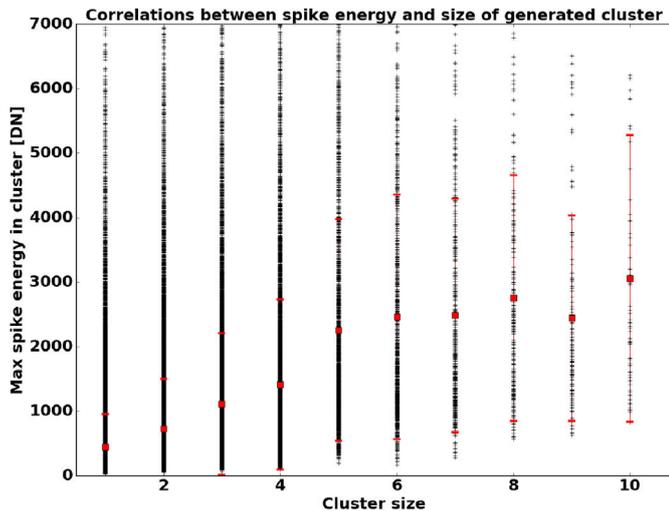


Fig. 16. Correlation between cluster size and peak energy in the cluster for H1RG. The evolution is similar for all other sources. The red squares represent the average value for each cluster size with error bars corresponding to ± 2 standard deviations. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

observe that when the deposited energy is higher, the associated cluster tends to be bigger which is compatible with our assumption. However, giving a slope value for this increase is not relevant for our dataset considering the size of the error bars.

One issue remains in the spike counts even considering this clustering phenomenon, as shown by the fifth column of Table 2: considering that each hit on the detectors (clusters counted as one) is made by an electron from the sources, we still find more electrons than what was measured by the CSL spectrometer (second column) in very similar conditions where the secondary electrons generation should be close. The only set of conditions that is as we expected is with Ru on Sofradir detector where we find less electrons than predicted, since we miss almost a third of the spikes. The excessive total counts of hits in the other datasets might be explained by an underestimated average cluster size (if the other spikes making hidden clusters are too low to be detected), or by a change in our measurement conditions that we did not take into account, such as a change in the source-detector distances. Yet, the origin of this

discrepancy is still unclear.

Another point of attention with the clusters concerns the binning of pixels in squares of 2 by 2. Indeed, we must decide whether the despiking algorithm will be implemented on raw data (unbinned, as shown here) or after binning pixels in groups of 4. If an unbinned pixel is impacted by a spike, the whole binned pixel will be affected even if the three other small pixels had no spikes, therefore we would expect that the most favourable scenario is a despiking before binning. However, if each electron forms large clusters in majority, then the tendency might reverse (the two situations being equivalent for sizes of 2) and starting with binning will reduce the relative share of impacted pixels. From Table 2 we see that the average size of clusters for the H1RG flight detector starts at 2 and goes even above for low-energy electrons, which will be numerous around Jupiter, which means that binning before despiking becomes indeed more favourable.

4.3. Persistence

Persistence is expected to depend on the energy deposited in a spike in a simple way: the higher the spike is, the higher the persisting signal is expected and on a longer time scale, since the physical process implied is charge trapping and de-trapping in the semi-conductor layer (see (Serra et al., 2015)). In this respect, the shortest repetition time we tested on both detectors is 100 ms, meaning use of the Fast readout mode as far as the H1RG is concerned. The most energetic spikes we observed on the Sofradir did not generate enough signal to saturate the pixel, because of the high well-depth, while we observed a few saturating spikes on the H1RG. In these conditions, we thought persistence was more likely to be observed on the H1RG detector, because of its shallow FWC and of the SFD readout electronics.

We observed it indeed in H1RG data with the initial version of the Fast microcode (2 cycles of 100 ns allocated for the reset of a line), where there was evidence for a negative persistence (next readout after a spike lower than average) which is especially problematic since our despiking strategy requires sorting values in increasing order. This case is illustrated by Fig. 17 corresponding to a series of 100 ms integration in Fast mode with the Ru source, a large spike at frame 28 (1550 DN) and an anomalous value for the same pixel in frame 29 at -38 DN (-3% of the spike observed in the previous integration). This negative persistence was not expected, a similar effect has been mentioned by Simms, 2010 but only a few pixels away from the centre of signal excess and with different conditions of saturation at longer integration times. The physical behaviour behind our observation remains to be investigated.

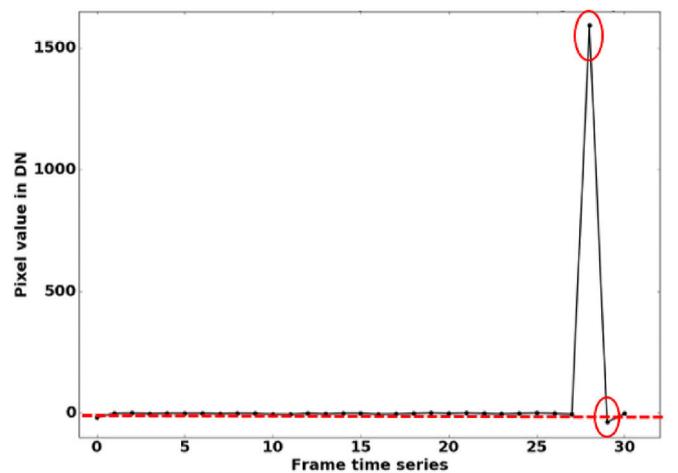


Fig. 17. Time series of one H1RG pixel values with the Ru source in front, showing a spike hit at frame 28 with anti-persistence of 3% of the spike intensity at the next frame 29 with respect to the median of the series. Here the Fast mode is used to allow for a 100 ms integration time at each frame.

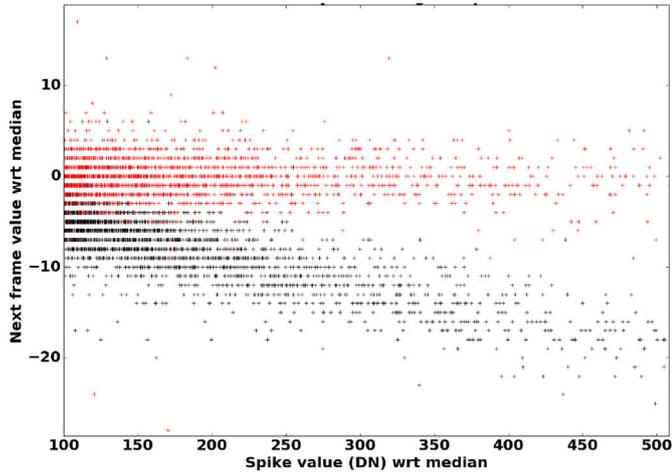


Fig. 18. Correlation between the value of a pixel at the frame following a spike hit versus the energy of this spike in DN, for Fast readout mode frames taken with the HIRG. The black crosses are the resulting correlation with a simple reset, showing negative persistence proportional to the spike energy, while the red crosses are obtained after an increase of the reset time (4 cycles added) showing the absence of detectable persistence within the noise levels. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

In order to systematically check for this effect on all our data, we used correlation plots between the level of pixels in the frame following a spike hit versus the energy of this spike hit. We observed no persistence neither in the Sofradir data even at the shortest integration times (100 ms), nor in the HIRG data acquired in Slow mode at 800 ms integration time. However, the result for HIRG in Fast mode was positive as we said, and this correlation plot is shown on Fig. 18 where the black crosses correspond to the negative persistence we first observed. It shows proportionality to the spike level, with a 3–5% factor, similar to the example of Fig. 17.

During the test campaign, we tested a longer reset (6 cycles) after the readout of each line in Fast mode in order to mitigate this persistence effect. This adjustment of the detector commanding scheme in Fast mode was successful as illustrated by the red crosses on Fig. 18 where no more persistence is detected with the same correlation approach, as shown by the pixel values after a spike centred around 0 relatively to the series of frames instead of decreasing with spike energy before (black crosses). This result gives confidence in the performances of the despiking algorithm.

5. Discussion and conclusions

5.1. Consequences on MAJIS operations and despiking strategy

After checking that all the aspects of the spikes behaviour that might compromise the performances of the foreseen in-flight despiking strategy were not worrying, we used these real-conditions data to check its efficiency. The objective set for this algorithm is 0.25% of remaining spike-impacted pixels (out of the total number of pixels in the array) after one run. As we detailed in paragraph 1.5, the M and N parameters for despiking will be tuned for each situation encountered in flight: considering the dataset we acquired during the HIRG campaign (which is the most relevant case since it will be the flight detector), we were able to reproduce via image stacking an equivalent MAJIS cube of 10 frames simulating a flux of 1.2 spikes/s/pix with sub-frames of 100 ms integration time each.

One of these stacked images is shown on the left panel of Fig. 19. This flux is below the worst case that we will encounter at Europa ($> 3 \text{ e}^-/\text{s}/\text{pix}$) but above the most common situations, such as those encountered

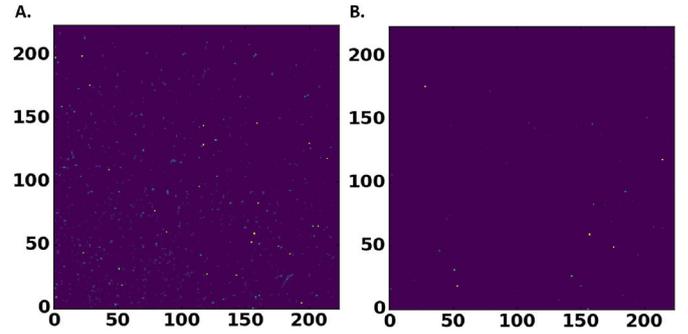


Fig. 19. The left image (panel A) shows a zoom on one of the HIRG stacked images exposed to the equivalent of 1.2 spikes/s/pix, with colors coding the level of energy in each pixel. The right image (panel B) shows the same after application of the despiking algorithm with $M = 3$ and $N = 1$, corresponding to more than 2% of remaining spikes according to Table 3. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

while orbiting Ganymede ($< 1 \text{ e}^-/\text{s}/\text{pix}$). We applied different strategies to this dataset which are summarized in Table 3, with a starting situation of 12% of impacted pixels on one 100 ms frame considering the simulated rate. A visualization of the result is given by the right panel of Fig. 19.

We almost reach the objective of 0.25% for $M = 5$ and $N = 1$ which is a severe sorting situation since only one frame is kept, yet our current observation simulations yield sufficient SNR values (above 10) even in these conditions, which validates the performances of the algorithm on actual data, further consolidating the simulations that had been used so far to prepare this strategy. During the mission, the on-board processing will remain tunable for parameters M and N, as well as the binning which might be different in spatial and spectral dimension, and windowing options to reduce the portion of the array that is actually read resulting in an increase of readout speed. This flexibility, added to the results of this study, validate the despiking strategy for MAJIS.

5.2. Summary of results and interpretation

In this comparative work, we exposed two different detectors, HIRG and Sofradir NGP MWIR, to electron sources of various energies and activities.

Overall, we observe that the number of spikes, or more precisely hits that include clusters of spikes, generated by electrons on the detectors, are of the same order of magnitude as the number of incoming electrons, suggesting that at first order all electrons produce spikes and that their number increases when the source's flux increases. At second order, differences appear, especially in terms of deposited energy which is of the same order of magnitude as what we predicted and increases when the source average energy decreases. This observation is explained by the increasing LET of a lower energy incident particle. Between detectors, the tendency of the HIRG to form clusters of spikes more easily while the Sofradir is very resilient to this effect, explains the larger populations of low energy spikes in the HIRG. This observation is in agreement with the physical separation of pixels in Sofradir but not in HIRG, along with the higher cross-talk in HIRG but is counter-intuitive to what would be expected of the smaller pixel size on Sofradir. We find an average hit size on HIRG of > 2 pixels, while it is slightly above 1 for Sofradir. However, since many similar studies show considerable behaviour differences between detectors coming from the same fabrication process (see e.g. (Baril and Albert, 2008)) it would be interesting to check for this aspect on other HIRGs in similar conditions.

We have been able to study these clusters in detail, showing that they are directly linked to the energy yield, generating bigger clusters when more energy is available, but also that all cluster sizes are not equally

probable: in the case of the HIRG the clusters of 4 are favoured. This might be explained by an isotropic spread of the energy in the pixel.

For despiking purposes, we also checked the absence of persistence, even at short integration times on the Sofradir or even the HIRG after reset time increase up to 600 ns, which was the foremost concern. The opportunity we had to perform these tests on another detector than the flight one proved very interesting and valuable for our interpretations. The results we obtained validate the in-flight implementation of our despiking strategy, which is a major challenge of the Jovian environment as we saw with the examples of the past missions degradations. Indeed, the added transient signal from these high-energy electrons can have disastrous consequences on science interpretations by creating lines or bands where they do not exist or altering the whole shape of the continuum from what it should be.

From all these aspects the Sofradir detector appears a bit more resilient to transient signal effects than the HIRG, yet the differences are not strong enough to impact the mission scenario. Therefore, the selection of HIRG over Sofradir NGP as the flight detector for MAJIS has not been done on radiation-related issues but on dark current and readout-noise considerations.

Our attempts to evaluate the impact of the LVF that will cover the entire detector during the mission were impaired by the small amount of pixels ($\sim 10\%$ of the array) that were actually hit by electrons having crossed only the sapphire substrate because of high incidence angles on the edges of the detector, and by major uncertainties we had on its actual position during tests. More investigations would be needed to give quantitative results on its effect, yet no major effect was observed in our data so far: an increase or decrease in the spike rate because of this filter by a factor of 2 is ruled out, at least for high incidence angles ($> 45^\circ$) of electrons. Some glow signal might also originate from the LVF or other parts of the detector housing: we saw no detectable evidence of such emission.

We have concluded this work by a test in real conditions of the despiking algorithm to be applied to MAJIS data: the foreseen despiking strategies yield down to 0.3% remaining spikes in environment conditions above the average expected around Jupiter but 3 times lower than the worst case. This work also opens the possibility of result synergies between JUICE radiation probing instruments and imagers such as MAJIS as proven by the recent study on Galileo/SSI data by (Carlton et al., 2019). Indeed, some of the unprocessed MAJIS images might be retrieved and a characterization of the spikes with similar tools as what has been presented here would bring additional data to the teams of the radiation probing instruments.

Acknowledgements

The authors would like to thank the whole MAJIS team and especially the IAS engineering team without whom those tests would not have been implemented. We acknowledge financial support from Prodex grant PEA 4000115321 with support from Belspo for Belgium, and from CNRS and CNES for France, under grants 131 425/00 and 180117.

Appendix A. Supplementary data

Supplementary data to this article can be found online at <https://doi.org/10.1016/j.pss.2019.104782>.

References

Bagenal, F., Dowling, T., McKinnon, W., 2006. *Jupiter, the Planet, Satellites and Magnetosphere*. Cambridge Planetary Science, Cambridge.

Baril, M.R., Albert, L., 2008. Characterization of persistence in WIRCam's Hawaii 2-RG arrays. In: High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III, vol 7021, p. 702121. <https://doi.org/10.1117/12.789648> of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.

Becker, H.N., Alexander, J.W., Elliott, T., 2005. High-energy electron testing of CCDs for a Jovian science mission. In: Grycewicz, T.J., Marshall, C.J. (Eds.), *Focal Plane Arrays*

for Space Telescopes II, vol 5902, pp. 171–181. <https://doi.org/10.1117/12.623690> of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.

Beletic, J.W., Blank, R., Gulbransen, D., Lee, D., Loose, M., Piquette, E.C., Sprafke, T., Tennant, W.E., Zandian, M., Zino, J., 2008. Teledyne Imaging Sensors: infrared imaging technologies for astronomy and civil space. In: High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III, vol 7021, p. 70210H. <https://doi.org/10.1117/12.790382> of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.

Carapelle, A., Grodent, D., Langevin, Y., Carter, J., Arondel, A., Vincendon, M., Guiot, P., Retherford, K., Davis, M., Liebecq, S., Renotte, E., 2019. New low electron flux facility in the 0-3.5 MeV range for the study of induced signal in JUICE instruments: UVS and MAJIS measurements. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 440, 197–200. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2018.04.029>.

Carlson, R.W., Weissman, P.R., Smythe, W.D., Mahoney, J.C., 1992. Near-infrared mapping spectrometer experiment on galileo. *SSR* 60, 457–502. <https://doi.org/10.1007/BF00216865>.

Carlton, A., de Soria-Santacruz Pich, M., Kim, W., Jun, I., Cahoy, K., 2019. Using the galileo solid-state imaging instrument as a sensor of Jovian energetic electrons. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 66, 255–261. <https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2883985>.

Chorier, P., Tribolet, P.M., 2001. High-performance HgCdTe SWIR detector development at SOFRADIR. In: Andresen, B.F., Fulop, G.F., Strojnik, M. (Eds.), *Infrared Technology and Applications XXVII*, vol 4369, pp. 698–712. <https://doi.org/10.1117/12.445350> of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.

Coslett, V., Thomas, R., 1964. Multiple scattering of 5-30 keV electrons in evaporated metal films ii: range-energy relations. *Br. J. Appl. Phys.* 15 (11), 1283.

Cunningham, N.J., Spencer, J.R., Feldman, P.D., Strobel, D.F., France, K., Osterman, S.N., 2015. Detection of Callisto's oxygen atmosphere with the Hubble space telescope. *Icarus* 254, 178–189. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.03.021>.

de Kleer, K., Brown, M.E., 2018. Europa's optical aurora. *Astron. J.* 156 (4), 167. <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aadae8> arXiv:1809.04617.

ESA, J. Team, 2015. *Juice Environment Specification*. ESA ESTEC Noordwijk reference JS-14-09.

Fieque, B., Chorier, P., Lamoure, A., Offranc, O., 2019. Status of space activity and science detectors development at Sofradir. In: International Conference on Space Optics - ICSO 2018, vol 11180, p. 111803E. <https://doi.org/10.1117/12.2536041> of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.

Hibbitts, C.A., McCord, T.B., Hansen, G.B., 2000. Distributions of CO₂ and SO₂ on the surface of Callisto. *J. Geophys. Res.* 105, 22541–22558. <https://doi.org/10.1029/1999JE001101>.

Kanaya, K.A., Okayama, S., 1972. Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets. *J. Phys. D Appl. Phys.* 5 (1), 43.

Klaasen, K.P., Belton, M.J., Breneman, H.H., McEwen, A.S., Davies, M., Sullivan, R.J., Chapman, C.R., Neukum, G., Heffernan, C.M., Harch, A.P., et al., 1997. Inflight performance characteristics, calibration, and utilization of the galileo solid state imaging camera. *Opt. Eng.* 36 (11), 3001–3028.

Kollmann, P., Roussos, E., Paranicas, C., Woodfield, E.E., Mauk, B.H., Clark, G., Smith, D.C., Vandegriff, J., 2018. Electron acceleration to MeV energies at Jupiter and Saturn. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 123, 9110–9129. <https://doi.org/10.1029/2018JA025665>.

Langevin, Y., Piccioni, G., Filacchione, G., Poulet, F., Dumesnil, C., 2018. MAJIS, the VIS-IR imaging spectrometer of JUICE. In: *IPM 2018*, p. E1.

Lopes, R.M.C., Spencer, J.R., 2007. *Io after Galileo*. Springer Praxis, Chichester, UK.

L'Annunziata, M.F., 2012. *Handbook of Radioactivity Analysis*. Academic press.

McCord, T.B., Hansen, G.B., Clark, R.N., Martin, P.D., Hibbitts, C.A., Fanale, F.P., Granahan, J.C., Segura, M., Matson, D.L., Johnson, T.V., Carlson, R.W., Smythe, W.D., Danielson, G.E., 1998. Non-water-ice constituents in the surface material of the icy Galilean satellites from the Galileo near-infrared mapping spectrometer investigation. *J. Geophys. Res.* 103, 8603–8626. <https://doi.org/10.1029/98JE00788>.

McCullough, P., et al., 2009. Radioactivity in HgCdTe devices: potential source of "snowballs". *Instrument Science Report WFC3 44*, 12–56.

McGrath, M.A., Jia, X., Retherford, K., Feldman, P.D., Strobel, D.F., Saur, J., 2013. Aurora on ganymede. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 118 (5), 2043–2054. <https://doi.org/10.1002/jgra.50122>.

Offenberg, J.D., Sengupta, R., Fixsen, D.J., Stockman, P., Nieto-Santesteban, M., Stallcup, S., Hanisch, R., Mather, J.C., 1999. Cosmic ray rejection with NGST. In: Mehringer, D.M., Plante, R.L., Roberts, D.A. (Eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII*, vol 172, p. 141 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series.

Pickel, J.C., Reed, R.A., Ladbury, R., Marshall, P.W., Jordan, T.M., Gee, G., Fodness, B., McKelvey, M., McMurray, R., Ennico, K., McCreight, C., Waczynski, A., Polidan, E.J., Johnson, S.D., Weller, R.A., Mendenhall, M.H., Schrimpf, R.D., 2005. Transient radiation effects in ultra-low noise HgCdTe IR detector arrays for space-based astronomy. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 52, 2657–2663. <https://doi.org/10.1109/TNS.2005.860732>.

Prieskorn, Z., Griffith, C.V., Bongiorno, S.D., Falcone, A.D., Burrows, D.N., 2013. Characterization of Si hybrid CMOS detectors for use in the soft X-ray band. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 717, 83–93. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.03.057> arXiv:1303.6666.

Raftari, B., Budko, N., Vuik, K., 2018. A modified and calibrated drift-diffusion-reaction model for time-domain analysis of charging phenomena in electron-beam irradiated insulators. *AIP Adv.* 8 (1), 015307.

Schenk, P.M., 2002. Thickness constraints on the icy shells of the galilean satellites from a comparison of crater shapes. *Nature* 417 (6887), 419.

Serra, B., Secroun, A., Clémens, J.C., Lagier, P., Niclas, M., Caillat, L., Rodriguez-Ferreira, J., Gillard, W., Tilquin, A., Ealet, A., Barbier, R., Kubik, B., Smadja, G., Ferriol, S., Prieto, E., Maciaszek, T., Norup Sorensen, A., 2015. Characterization of

- Euclid-like H2RG IR detectors for the NISP instrument. In: Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy VII, vol 9602, p. 96020G. <https://doi.org/10.1117/12.2188439> of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.
- Simms, L., et al., 2010. Hybrid CMOS SiPIN detectors as astronomical imagers. Proquest Dissertations And Theses 2010 of the Stanford University, California Section 0212 (Part 0606). AAT 3395872.
- Taylor, L.S., et al., 1970. ICRU Report 16. International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, DC os9 (1). <https://doi.org/10.1093/jicru/os9.1.Report16>.
- Wagner, R.J., Stephan, K., Schmedemann, N., Werner, S.C., Hoffmann, H., Roatsch, T., Kersten, E., Jaumann, R., Palumbo, P., 2018. The large bright ray crater osiris on ganymede: its age, role as a potential time-stratigraphic marker, and target for detailed imaging by the juice/janus camera. In: European Planetary Science Congress, 12.

Architecture et implémentation d'un dispositif d'étalonnage intégré

5.1	Contexte	162
5.1.1	Objectifs	162
5.1.2	Modélisation de l'instrument et du dispositif d'étalonnage comme outil de design	165
5.1.3	Paramètres du modèle	169
5.2	Stratégie de définition	170
5.2.1	Les contraintes mécaniques	171
5.2.2	Les contraintes liées au rayonnement thermique	171
5.2.3	La contrainte de l'absorption atmosphérique	173
5.2.4	Premières solutions envisagées	175
5.3	Installations d'étalonnage et matériel approvisionné	175
5.3.1	La cuve à vide thermique et l'hexapode	175
5.3.2	Les sources optiques	177
5.4	Modélisation des sources d'étalonnage et confrontation aux objectifs	182
5.4.1	Les voies d'étalonnage radiométrique absolu	182
5.4.1.1	Niveaux de radiance	182
5.4.1.2	Erreurs absolues	184
5.4.1.3	Variations relatives	188
5.4.2	La voie d'étalonnage spectral et spatial	188
5.4.3	Nécessité d'une voie pour l'étalonnage de la lumière parasite	191
5.5	Description détaillée des voies optiques retenues et de leur utilisation	195
5.5.1	Les voies d'étalonnage radiométrique absolu	195
5.5.2	La voie d'étalonnage spectral et spatial	196
5.5.3	La voie de mesure de la lumière parasite	199
5.6	Protocoles de validation expérimentale des performances des voies et résultats préliminaires	202
5.6.1	Les voies d'étalonnage radiométrique absolu	202
5.6.2	La voie d'étalonnage spectral et spatial	202
5.6.3	La voie de mesure de la lumière parasite	203
5.7	Vue d'ensemble du système d'étalonnage	204

5.1. Contexte

5.1.1. Objectifs

Les raisons qui motivent l'étalonnage d'un instrument ont déjà été discutées dans le premier chapitre de ce manuscrit, mais il est nécessaire de les préciser ici dans le cas de MAJIS. Nous avons établi qu'un étalonnage doit permettre de vérifier le bon fonctionnement de l'instrument dans des conditions aussi proches que possible du vol, de mesurer ses performances et de produire des données de référence rendant possible l'interprétation physique des acquisitions effectuées durant la mission.

Pour replacer ces objectifs d'étalonnage dans le cadre du développement instrumental, le schéma 5.1 rappelle les étapes présentées au chapitre 1 : après l'étude détaillée d'un objectif scientifique au chapitre 2 et la caractérisation des détecteurs dans des conditions différentes aux chapitres 3 et 4, nous allons présenter ici le travail qui correspond à la partie droite du schéma, depuis les objectifs d'étalonnage jusqu'à la validation de certaines parties du dispositif d'étalonnage une fois celui-ci défini.

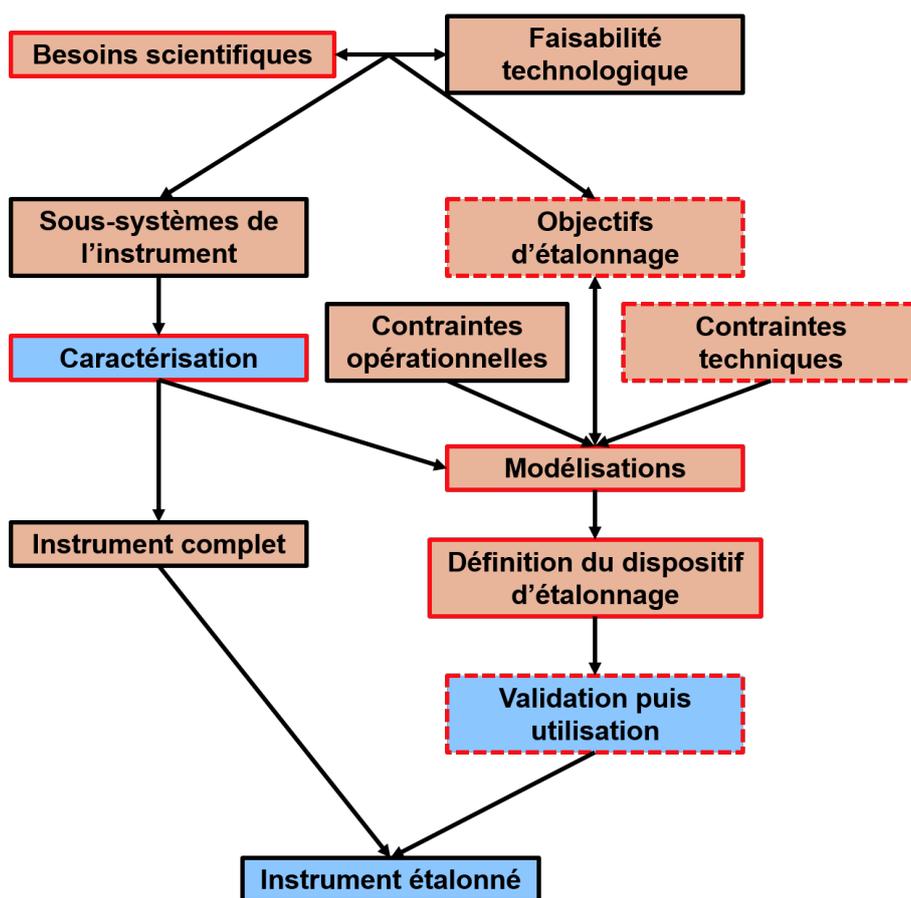


Fig. 5.1. : Étapes menant à l'étalonnage : les flèches indiquent une transmission d'information, les flèches doubles indiquent la nécessité d'allers-retours d'information. Les encadrés sur fond bleu correspondent à des étapes de mesures et de tests. Les encadrés à bordures rouges signalent les étapes sur lesquelles j'ai pu travailler en détail durant ma thèse et apporter une contribution majeure, tandis que les bordures discontinues indiquent des aspects auxquels j'ai participé de plus loin.

Un premier objectif d'étalonnage ressort aisément des deux chapitres précédents : jusqu'ici toutes les mesures d'intensité sur les détecteurs ont été données en DN, c'est-à-dire en unité arbitraire, or pour établir le spectre d'une surface planétaire il faut quantifier la radiance en unités physique. Cette simple constatation implique la détermination d'un paramètre critique de l'instrument appelé Fonction de Transfert Instrumentale (ITF). Cette étape primordiale correspond à l'étalonnage radiométrique absolu, elle consiste à mesurer l'ITF de MAJIS exprimée en $W \cdot s \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1} \cdot DN^{-1}$, cette fonction devant être connue indépendamment du temps d'intégration et des températures de l'instrument. Les sources d'erreurs sur cette mesure sont nombreuses, c'est pourquoi elle ne peut pas être la première étape de la campagne d'étalonnage mais fait appel au contraire à de nombreux pré-requis.

On constate d'abord qu'une mesure de l'ITF serait inutilisable sans une correspondance entre indice de pixel et longueur d'onde, ce qui rend nécessaire un étalonnage spectral préalable.

En outre, il faut connaître l'homogénéité de cette réponse, d'où la mesure des flat-field et des Fonctions d'Étalement de Point (PSF) spatiales et spectrales. Ces deux dernières peuvent se faire en mesure relative ce qui est l'approche choisie le plus souvent (par exemple sur Rosetta/VIRTIS [Ammannito et al., 2006](#)), car une source radiométrique absolue parfaitement maîtrisée est difficile à réaliser avec une petite taille spatiale et spectrale puisque les manipulations optiques nécessaires pour atteindre ces petites dimensions dégraderaient les performances radiométriques.

Il faut également faire des vérifications spatiales sur l'instrument : la direction de pointage relative de chacun de ses pixels et de ses voies entre elles, et l'absence de lumière parasite hors du champ nominal.

Enfin, des mesures de test sur des sources minérales et/ou glacées similaires à ce qui est attendu sur les satellites Galiléens sont prévues afin de constituer un premier jeu de données de l'instrument qui pourront faciliter l'interprétation une fois en vol et permettre de repérer d'éventuels artefacts systématiques.

Toutes ces caractéristiques sont mesurées après l'intégration de l'instrument complet comme rappelé sur le schéma 5.1, donc en considérant l'instrument comme un ensemble unifié et immuable, or les conditions rencontrées au lancement puis en vol durant la mission sont de natures à modifier son comportement. Pour cette raison, l'instrument possède une petite Unité d'Étalonnage Interne (ICU) comportant deux sources, non radiométriques mais dont la mesure au sol durant l'étalonnage puis en vol permettra de repérer ces éventuelles évolutions de réponse instrumentale puis de les corriger. Cette approche est classique pour ce type d'instrument, dont le dernier exemple est celui de JIRAM sur la sonde JUNO, pour lequel la philosophie de développement et d'étalonnage a été très similaire à celle de MAJIS ([Adriani et al., 2017](#)).

Les critères de qualité de chaque mesure donnés dans ce tableau 5.1, il s'agit de ceux définis initialement dans la documentation du projet MAJIS, nous allons les détailler et les préciser lorsque c'est nécessaire.

La position de pointage et le co-alignement des voies (mesures 1 et 2 dans le tableau 5.1) sont des prises de repère spatiaux relatives, qui sur MAJIS se feront par rapport à un cube réfléchissant de référence placé à l'extérieur de l'instrument, proche de son baffle d'entrée. Lors de l'intégration dans la sonde, ce cube de référence relative sera à une position connue par rapport à l'instrument imageur à haute résolution de JUICE, JANUS qui fournira donc la référence spatiale absolue pour l'interprétation des images obtenues. Le besoin exprimé ici est donc celui de savoir quelle zone de l'objet est observée exactement par chaque voie, avec un critère d'un demi pixel d'erreur tolérée, et de même pour les deux voies entre elles qui pourraient être légèrement décalées. Si ce décalage est connu, les cubes pourront être réalignés au traitement pour fournir des spectres qui correspondent bien au même pixel spatial sur toute la gamme de

Mesure	Critère
1. Position de pointage	Meilleur que 75 μ rad
2. Co-alignement entre voies	Meilleur que 75 μ rad
3. Précision du miroir de scan	Meilleur que 1/5 de pixel
4. Champ de vue total	Meilleur qu'un pixel
5. Champ de vue par pixel	Meilleur que 75 μ rad
6. PSF spatiale	1/5 de champ de vue pixel
7. Uniformité spatiale	$\sigma < 1\%$ sur tout le champ de vue
8. Largeur de PSF spectrale	1/5 de spectel
9. Positions spectrales	1/5 de spectel
10. Lumière parasite	Contraste avec le flux incident $> 10^5$
11. Linéarité	Écarts à la linéarité inférieurs à 2% dans la gamme de linéarité de chaque pixel
12. ITF	Erreur absolue inférieure à 20% de la valeur de l'ITF (objectif 10%)
13. Variations spectrales relatives de l'ITF	$\sigma < 1\%$ sur 2 à 10 spectels
14. Échantillons de référence	Aucun, mesures à comparer aux résultats en vol

Tab. 5.1. : Mesures d'étalonnage requises et critère de qualité à valider.

longueurs d'onde.

Les mesures 3 et 4 de champ de vue sont spécifiées dans le même souci de maîtriser la zone observée spatialement, tandis que la mesure 3 de précision du miroir de scan est bien plus exigeante avec 1/5 de pixel. Ce besoin est lié notamment aux observations de la structure des exosphères très fines des lunes ou de l'atmosphère de Jupiter en pointant le limbe de leur disque. La taille totale de la zone observée et sa direction absolue devront bien sûr être connues mais l'aspect critique de ces acquisitions sera la résolution en altitude dans l'exosphère qui dépendra directement de la capacité du miroir de scan à échantillonner finement dans la seconde direction spatiale du cube de données, celle qui est reconstituée d'image en image. Pour ces observations, des résolutions en structure verticale de l'atmosphère de 1 à 10 km sont attendues (cf [Fletcher et al., 2013](#) et [Titov et al., 2013](#)), ce qui correspond à 13 μ rad et 130 μ rad respectivement, depuis une altitude typique de ces survols de 75 000 km. Le compromis de 30 μ rad, soit 1/5 de pixel, a finalement été retenu, guidé aussi par un argument opérationnel : lors d'acquisitions de la surface de Ganymède à très basse altitude ou d'occultations stellaires à travers l'atmosphère de Jupiter, le mouvement très rapide de la sonde devra être compensé finement pour permettre à la fente de suivre sa cible sans perte de flux (avec donc une tolérance de 1/5 de pixel) au cours d'une intégration longue.

La connaissance des PSF spatiales et spectrales est nécessaire pour déconvoluer les spectres et les images obtenues de leur effet, or un échantillonnage trop faible ne permettra pas de retrouver les paramètres de ces PSF : 5 points par pixel/spectel est donc un minimum, de nombreux étalonnages d'instruments similaires obtiennent 10 points voire plus ([Altieri et al., 2017](#) et [Filacchione et al., 2017](#)). On peut ajouter que le besoin en position spectrale est redondant puisqu'il provient de ces mêmes mesures.

La mesure 7 d'uniformité spatiale s'apparente à la connaissance du Flat-Field des détecteurs mais pour l'instrument complet, comme on l'a vu dans le chapitre 3 il est nécessaire de connaître ces inhomogénéités de réponse spatiale instrumentales pour ne pas les confondre avec des caractéristiques de l'objet observé. Ici, l'objectif fixé consiste à obtenir des plages de lumière source dont l'uniformité spatiale (calculée comme l'écart-type) est meilleure que le pourcent de leur valeur moyenne. Ces sources uniformes étant ensuite considérées comme la référence absolue pour quantifier les inhomogénéités de MAJIS, c'est d'elles que viendront les écarts à la réalité.

La quantification de la lumière parasite consiste à vérifier que l'instrument ne reçoit pas de signal issu de sources en dehors de son champ de vue nominal, situation qui se présentera très souvent en observant des surfaces planétaires étendues. Ici, on requiert une différence minimale de 5 ordres de grandeur de signal reçu de la part d'une source d'intensité fixée selon que celle-ci est vue dans le champ de MAJIS ou en dehors. Nous verrons dans la suite qu'il est nécessaire de préciser cet aspect pour être en mesure de l'étalonner, par exemple plusieurs écarts angulaires avec le champ nominal doivent être testés.

La mesure de linéarité de réponse reprend la spécification usuelle des détecteurs à 2 % tandis que la connaissance de l'ITF, particulièrement complexe en tant que mesure absolue, peut être tolérée avec une erreur allant jusqu'à 20 % : nous verrons dans la section suivante 5.1.2 comment nous avons défini cette erreur.

Enfin, l'avant-dernière mesure consiste à quantifier les écarts relatifs de réponse radiométrique, dans la direction spectrale : le besoin initial était de les limiter à 1 % d'un spectel à un autre, mais nous verrons qu'il est nécessaire de préciser ce point car la plupart des bandes d'absorption recherchées sont attendues sur plus de 2 spectels mais il est également irréaliste d'appliquer cette exigence à la totalité de la gamme spectrale.

La dernière mesure sur des échantillons de référence ne fera pas l'objet d'une description détaillée dans la suite car cet aspect, considéré comme peu urgent dans le développement du banc d'étalonnage, n'a été que très peu abordé au cours de mon travail de thèse et je n'ai donc pas eu l'opportunité de contribuer significativement à la définition de son implémentation.

5.1.2. Modélisation de l'instrument et du dispositif d'étalonnage comme outil de design

Comme suggéré par le schéma 5.1, la définition des objectifs de l'étalonnage ne suffit pas à définir un dispositif mécanique, optique et thermique permettant de les atteindre. Il est nécessaire en effet d'intégrer les contraintes opérationnelles et techniques, de prendre en compte les résultats des caractérisations déjà effectuées sur certains sous-systèmes de l'instrument et de quantifier précisément le résultat attendu d'une mesure pour arbitrer les compromis éventuels. La solution que nous avons choisie pour faire ces arbitrages rapidement, avec une grande flexibilité et à moindre coût est de modéliser l'instrument et le dispositif d'étalonnage dans ses différentes versions envisagées. J'ai considéré dans ce modèle les pixels des détecteurs de MAJIS comme étant lus par carrés de deux (*binnés*), comme ce sera le cas en vol, donc des pixels de 36 μm de côté. On définit les grandeurs suivantes qui seront utiles à la modélisation :

- F : flux [W/m^2]
- F_λ : flux spectral [$\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$]
- I : radiance [$\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}/\text{sr}$]
- S : signal électronique de l'instrument [$\text{e}^-/\text{s}/\text{pixel}$]

- ΔX : intervalle de valeurs
- δX : erreur absolue
- σ_X : écart-type (stdev) en supposant une distribution normale
- $\frac{\delta X}{X}$: erreur relative
- ε_{BB} : émissivité du corps noir source, supposée à 0.97 ± 0.02 pour des spécification constructeur usuelles, peut varier avec la longueur d'onde
- h : constante de Planck $6.63 \cdot 10^{-34} SI$
- c : vitesse de la lumière $3.0 \cdot 10^8 SI$
- k : constante de Boltzmann $1.38 \cdot 10^{-23} SI$
- T_{BB} : température du corps noir source
- η_{opt} : transmission totale de l'optique hors MAJIS vue depuis le corps noir source. Donc dépendant de l'emplacement du corps noir dans le banc, avec des surfaces intermédiaires considérées comme ayant toutes une émissivité de 0.03 et donc une transmission de 0.97 ± 0.02 pour des spécifications constructeur usuelles.
- Δt : temps d'intégration d'une image
- $\Delta \lambda$: largeur équivalente d'une fonction porte de même aire que la gaussienne de largeur égale à l'échantillonnage spectral de chaque voie : ici 3.56 nm sur 0.5-2.3 μm et 6.49 nm sur 2.3-5.54 μm , considérés constants. Les variations de ces valeurs autour du nominal seront données par l'étalonnage spectral.
- η_{MAJIS} : transmission de l'optique de MAJIS
- η_{LVF} : transmission du filtre linéaire variable devant le détecteur
- QE : efficacité quantique du détecteur, cette grandeur et les deux précédentes sont considérées connues en novembre 2018
- A_{pupil} : surface équivalente de la pupille d'entrée de MAJIS collectant les photons qui arriveront au détecteur, soit 0.00442 m² pour 75 mm de diamètre.
- Ω_{IFOV} : champ de vue d'un pixel MAJIS, angle solide correspondant à un angle total de 150 μrad en pixels binnés de 36 μm ou 75 μrad non binné.
- E_{photon} : énergie d'un photon en fonction de la longueur d'onde. Soit $E_{photon} = \frac{2e-19}{\lambda[\mu m]} [J/photon]$
- RON : offset de lecture, considéré comme 54 e-/pixel/lecture
- $Dark$: courant d'obscurité, valant 1600 électrons par seconde
- pp : taille de pixel, soit 36 μm
- N_{opt} : nombre d'optiques/dioptres hors MAJIS
- ε_{opt}^i : émissivité de la surface optique considérée, ici 0.03
- $B(\lambda, T_{opt})$: émission thermique de la surface optique considérée, avec sa température propre T_{opt} égale à 20°C

On utilise de nouveau la fonction de Planck pour exprimer la radiance spectrale d'un corps noir parfait :

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (5.1)$$

Dans le cas où un corps noir (abrégé BB dans les équations, pour *blackbody*) est utilisé comme source d'étalonnage, avec son flux collimaté par un miroir, la radiance spectrale I_{BB} obtenue sera :

$$I_{BB} = \varepsilon_{BB} \cdot B(\lambda, T_{BB}) \cdot \eta_{opt} \quad (5.2)$$

Pour les sources autres que des corps noirs, la fonction de Planck et l'émissivité associée sont simplement remplacées par la radiance spectrale fournie par le constructeur I_{source} . Il en est de même pour les incertitudes sur cette radiance, ce qui rend la modélisation de ces autres sources plus simple mais aussi moins fiable car pas indépendante. C'est pourquoi je prendrai soin dans la suite de marquer tous les besoins sur ces sources, et le corps noir sera utilisé au maximum comme référence. Dans la suite de ce développement je considère donc que la source est un corps noir.

Le signal total sur un pixel donné de MAJIS calculé à partir de cette radiance de la source, des paramètres instrumentaux, du courant d'obscurité, du bruit de lecture, et de la contribution des surfaces à émission thermique parasite, vaut alors :

$$S_{tot} = \left(I_{BB} + \sum_{i=1}^{N_{opt}} \varepsilon_{opt}^i \cdot B(\lambda, T^i) \cdot \eta_{opt}^i \right) \cdot \Delta t \cdot \Delta \lambda \cdot \eta_{MAJIS} \cdot \eta_{LVF} \cdot QE \cdot A_{pupil} \cdot \Omega_{IFOV} \cdot \frac{1}{E_{photon}} + RON + Dark * \Delta t + S_{OH} \quad (5.3)$$

Où on peut isoler la contribution thermique des optiques et des surfaces du banc d'étalonnage S_{opt} qui ne constitue pas un signal utile :

$$S_{opt} = \left(\sum_{i=1}^{N_{opt}} \varepsilon_{opt}^i \cdot B(\lambda, T^i) \cdot \eta_{opt}^i \right) \cdot \Delta t \cdot \Delta \lambda \cdot \eta_{MAJIS} \cdot \eta_{LVF} \cdot QE \cdot A_{pupil} \cdot \Omega_{IFOV} \cdot \frac{1}{E_{photon}} \quad (5.4)$$

Il faut noter que la contribution S_{OH} de l'optique de MAJIS (OH pour *Optical Head*) comme corps noir à 140 K est calculée par un modèle dédié, car elle se comporte très différemment des contributions thermiques parasites des optiques extérieures à MAJIS. En effet, la largeur spectrale à prendre en compte est celle imposée par le LVF (4.3% de λ), la transmission de l'optique n'est pas à prendre en compte, l'émissivité est de 99%, la surface d'intégration est celle d'un pixel et non celle du miroir primaire de MAJIS, et enfin l'angle solide est de $0.15 \cdot 2\pi$ d'après le modèle optique de l'instrument développé par Leonardo Company. On a donc :

$$S_{OH} = 0.99 \cdot B(\lambda, T_{OH}) \cdot \Delta t \cdot \Delta \lambda_{LVF} \cdot QE \cdot \eta_{LVF} \cdot pp^2 \cdot (0.15 \cdot 2 \cdot \pi)^2 \cdot \frac{1}{E_{photon}} \quad (5.5)$$

Pour déterminer si une configuration d'étalonnage ou une source en particulier répond aux besoins et aux contraintes, deux critères récurrents seront utilisés : l'erreur et le rapport signal

sur bruit (SNR). Leur calcul requiert d'autres développements, illustrés par exemple avec la détermination de la fonction de transfert de l'instrument (ITF), qui est définie comme :

$$ITF = \frac{I_{BB}}{S_{tot}} \quad (5.6)$$

L'erreur relative (qui doit être au moins inférieure à 0.2, ou 0.1 au mieux) sur la détermination de cette ITF peut se calculer ainsi :

$$\frac{\delta ITF}{ITF} = \sqrt{\left(\frac{\delta I_{BB}}{I_{BB}}\right)^2 + \left(\frac{\delta S_{tot}}{S_{tot}}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_{BB} \delta S_{tot}}{I_{BB} S_{tot}}\right)^2} \quad (5.7)$$

On négligera le terme croisé, il faut donc à présent calculer l'expression de δI_{BB} et δS_{tot} :

$$\delta I_{BB} = \varepsilon_{BB} \cdot \eta_{opt} \cdot \frac{\partial B(\lambda, T_{BB})}{\partial T_{BB}} \cdot \delta T_{BB} + \frac{\partial I_{BB}}{\partial \varepsilon_{BB}} \cdot \delta \varepsilon_{BB} + \frac{\partial I_{BB}}{\partial \eta_{opt}} \cdot \delta \eta_{opt} \quad (5.8)$$

$$\delta S_{tot} = \delta I_{BB} \cdot \eta_{MAJIS} \cdot \Delta t \cdot \Delta \lambda \cdot A_{pupil} \cdot \Omega_{IFOV} \cdot \frac{1}{E_{photon}} + \delta S_{Dark} + \delta S_{RON} + \delta S_{OH} + \delta S_{opt} \quad (5.9)$$

Pour lesquels on a :

$$\frac{\partial B(\lambda, T)}{\partial T} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{hc}{\lambda kT^2} \cdot \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) \cdot \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1\right)^2} \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial I_{BB}}{\partial \varepsilon_{BB}} = B(\lambda, T_{BB}) \cdot \eta_{opt} \quad (5.11)$$

D'où l'on déduit aisément l'expression complète de l'erreur relative en réinjectant ces dérivées dans les expressions ci-dessus. En effet, l'erreur sur la transmission des optiques se comporte comme celle sur l'émissivité, et les erreurs sur les contributions thermiques parasites de MAJIS et du banc optique se comportent comme celles sur le corps noir. L'erreur absolue $\delta\theta$ sur la température de la source corps noir ou des surfaces parasites dépend des conditions choisies. La température de toutes les optiques parasites θ^i est prise égale à 20°C dans le modèle, soit la température moyenne ambiante dans la salle blanche où le banc sera installé. La température réelle de ces optiques ne sera pas mesurée en continu durant la campagne d'étalonnage, j'ai donc considéré une erreur absolue sur la connaissance de leur température de 2°C, correspondant à une plage de variation pessimiste des températures dans la pièce. L'erreur absolue sur le Dark et le RON est estimée à la racine carrée de leur valeur (ordre de grandeur pessimiste issu des premiers tests de caractérisation des détecteurs SOFRADIR).

Et enfin on définit le rapport signal sur bruit (SNR), pour une mesure du signal donnée par MAJIS, illuminé par la source d'étalonnage corps noir :

$$SNR = \frac{S_{BB}}{\sqrt{\sigma_{BB}^2 + \sigma_{Dark}^2 + \sigma_{RON}^2 + \sigma_{opt}^2 + \sigma_{OH}^2}} \quad (5.12)$$

Toutefois, lors de l'étalonnage, la seule façon d'obtenir le signal issu de la source d'étalonnage

seule sera d'y soustraire une image acquise en l'absence de cette source, soit un background $S_{background} = S_{OH} + S_{opt}$. Ce qui modifie l'expression ci-dessus :

$$SNR = \frac{S_{tot} - S_{background}}{\sqrt{\sigma_{BB}^2 + 2 \cdot (\sigma_{Dark}^2 + \sigma_{RON}^2 + \sigma_{opt}^2 + \sigma_{OH}^2)}} \quad (5.13)$$

Enfin, si l'on considère que le phénomène thermique qui génère le courant d'obscurité est poissonnien comme la génération de photons des corps noirs présents ici (parasites et source), on peut remplacer dans l'équation précédente :

$$SNR = \frac{S_{tot} - S_{background}}{\sqrt{S_{BB} + 2 \cdot (S_{Dark} + RON^2 + S_{opt} + S_{OH})}} \quad (5.14)$$

La validation de ces équations et de leur implémentation numérique est passée par des confrontations de résultats avec les modèles Zemax développés en Italie 5.2, ainsi que par des vérifications additionnelles de cohérence interne avec des calculs réalisés par d'autres membres de l'équipe MAJIS à l'IAS. La comparaison en Figure 5.2 montre de légères différences : le maximum de flux est de 135 000 électrons sur le graphique de gauche qui est le résultat de ce modèle, alors qu'il est plus proche de 140 000 électrons sur la figure de droite, et on constate de petites différences de comportement spectral. Ces écarts, suffisamment faibles pour nous conforter dans l'utilisation de notre modèle dans la suite, trouvent leur origine dans les paramètres instrumentaux utilisés tels que la transmission des optiques de MAJIS ou l'efficacité quantique des détecteurs. Les valeurs que j'ai retenues pour ces paramètres dans mon modèle sont présentées dans la section suivante.

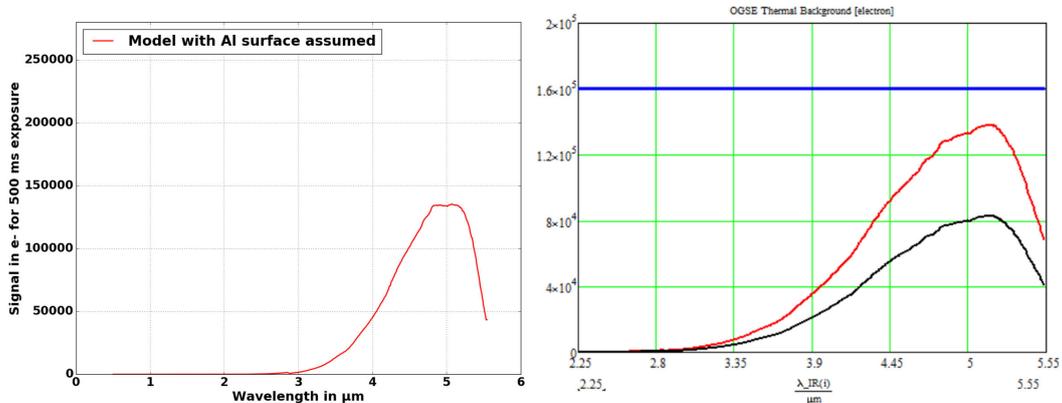


Fig. 5.2. : Comparaison entre le modèle présenté ici du signal vu par MAJIS à gauche, et celui de Leonardo Company qui fournit la partie optique de l'instrument à droite. Pour les deux figures l'échelle des abscisses est en microns et les ordonnées en électrons. Le temps de pose utilisé pour les courbes rouge est de 500 ms (courbe noire : 300 ms), la surface émettrice est de l'aluminium non poli ($\varepsilon = 7\%$) dont le flux thermique est supposé transmis à 50 %. *Figure de droite réalisée par Alessandra Barbis*

5.1.3. Paramètres du modèle

Le modèle qui vient d'être présenté ayant pour objet de discuter les performances des sources d'étalonnage par rapport aux critères présentés plus haut, les valeurs qui les caractérisent (température de corps noir et émissivité par exemple) seront des variables tout au long de l'utilisation

du modèle. En revanche, on remarque que certains paramètres nécessaires au modèle sont des caractéristiques de l'instrument qui doivent donc être fixées. Toutefois, l'instrument étant encore en développement, j'ai dû modifier plusieurs fois mes hypothèses sur ces paramètres au cours de ma thèse, et elles devront certainement être modifiées de nouveau à l'avenir. Je présente en Figure 5.3 la dernière version que j'aie utilisée pour les transmissions optiques de MAJIS et l'efficacité du détecteur, les autres paramètres ayant déjà été listés avec leurs valeurs en section 5.1.2.

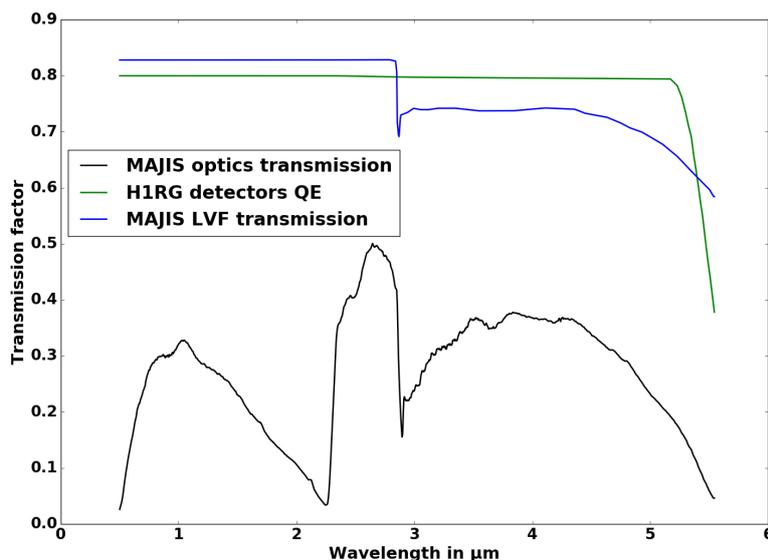


Fig. 5.3. : Courbes de transmission (ou de conversion dans le cas de la QE) instrumentales considérées pour les applications numériques du modèle utilisé dans la suite.

L'efficacité quantique du détecteur H1RG en vert a été supposée égale à 80 % jusqu'à la longueur d'onde de coupure, sur la base de données constructeur non publiques. Le filtre de la voie VISNIR est un simple passe-bas en longueur d'onde, tandis que celui de la voie IR est un passe-bande très étroit mais dont les longueurs d'onde passantes changent spatialement pour que chaque portion du détecteur ne reçoive que la gamme prévue, ce qui lui donne son appellation de LVF, ce qui est représenté ici est donc la somme de toutes les bandes passantes pour l'IR. Enfin, la transmission totale de l'instrument utilisée dans tous les calculs du modèle est représentée en noir, elle est le produit des deux courbes précédentes entre elles et de la transmission de toutes les optiques de MAJIS. Le raccordement spectral entre les deux voies correspond à la transmission la plus faible, environ 5 %, que l'on remarque à 2.3 μm .

5.2. Stratégie de définition

Le travail de définition a bien sûr commencé par l'identification des solutions utilisées dans des étalonnages similaires à l'IAS, tels que celui des instruments OMEGA et VIRTIS (Bonello et al., 2005 et Ammannito et al., 2006) puis Simbio-Sys (Poulet et al., 2015). Il s'est ensuite poursuivi par la quantification des contraintes propres au cas de MAJIS afin de faire évoluer ces solutions. Les critères de sélection de ces solutions sont de trois types comme on l'a vu : scientifiques, techniques et opérationnels. Pour cette dernière raison, toutes les opérations sont bien sûr limitées dans le temps. Ce point rejoint alors une partie des critères scientifiques : il

est nécessaire d'effectuer correctement toutes les mesures pour connaître tous les paramètres requis, mais cela doit se faire dans un temps raisonnable, d'où un compromis et un aller-retour permanent entre l'architecture du dispositif et son plan d'utilisation. Le besoin scientifique doit bien sûr être rempli comme détaillé dans la section 5.1.1, mais le niveau d'exigence sur chaque paramètre peut être discuté si les contraintes sont trop fortes. Les contraintes techniques que nous avons identifiées tout au long du projet sont résumées ici.

5.2.1. Les contraintes mécaniques

Ces contraintes sont fortes dans la cuve à vide thermique (TVC) qui va accueillir l'instrument car il s'agit d'une installation qui ne peut pas être fortement modifiée, elles sont en revanche plus souples pour le banc optique placé devant la cuve et qui est destiné à accueillir les sources de rayonnement et les optiques, ce qui donne lieu aux points d'attention suivants :

- L'encombrement de toutes les pièces dans la TVC est limité, non seulement pour éviter les chocs, mais aussi et surtout pour que l'intégration de l'ensemble du dispositif dans la TVC soit réalisable. L'encombrement du banc optique est lui aussi partiellement limité par la nécessité de l'entourer complètement d'une enceinte pour limiter les sources parasites.
- Les motorisations doivent être limitées : à l'extérieur de la TVC leur contrôle-commande nécessite beaucoup de précautions de sécurité logicielle pour qu'aucun mouvement inattendu ou dangereux pour le dispositif dans son ensemble ne se produise. À l'intérieur de la TVC, ce problème demeure avec une criticité accrue car une intervention manuelle est plus difficile et implique une perte de temps bien plus importante (plusieurs jours, le temps des remontées et redescentes en froid et en pression), et s'ajoute aux questions de la contamination possible du milieu et aux besoins en interfaces électriques pour alimenter et piloter ces motorisations.
- Les masses à déplacer pour les mesures qui nécessitent une exploration spatiale ne doivent pas être trop importantes pour conserver la précision de mouvement requise.
- Les surfaces doivent être noircies pour les réflexions dans le domaine visible mais aussi faiblement émissives pour limiter la génération de rayonnement thermique parasite dans l'infrarouge : ces deux contraintes sont souvent difficiles à concilier, le choix des matériaux et/ou des revêtements ajoutés est donc fait au cas par cas selon la voie optique considérée.
- La position de MAJIS dans la cuve est contrainte par la possibilité d'effectuer les explorations angulaires pour les mesures de lumière parasite sans engendrer de contact mécanique, et par la taille du hublot qui ferme la TVC et donne sur le banc optique, dont le diamètre utile est de 25 cm. Il est en effet nécessaire que le champ de vue de MAJIS n'excède pas ce diamètre pour n'observer que les sources d'étalonnage, la distance maximum l tolérée entre le miroir de scan de MAJIS et le hublot est donc imposée par $l = \frac{d-p}{\arctan \alpha} = 2.18$ m, où la plus grande dimension de la pupille sur le miroir de scan est p (12.1 cm) et le diamètre du hublot est d , avec α l'angle de vue de 3.4° . Nous avons toutefois cherché à réduire cette distance autant que possible pour conserver des marges de mouvement du champ de vue et anticiper d'éventuelles erreurs d'alignement.

5.2.2. Les contraintes liées au rayonnement thermique

Les contraintes thermiques peuvent provenir de MAJIS ou du dispositif d'étalonnage. Une première contrainte que j'ai identifiée est imposée par la température de fonctionnement de l'ensemble des optiques de MAJIS, qui sera de 130 ou 140 K comme on l'a vu. L'émissivité de

ces pièces n'étant pas nulle et surtout le détecteur étant susceptible de les voir sous des angles solides plus élevés que l'IFOV imposé par le télescope, cette contribution ne peut être négligée. La radiance qui est en résulte est représentée en Figure 5.4 par les courbes violettes. Ce rayonnement thermique sera donc présent en vol et va notamment limiter la dynamique accessible à certaines longueurs d'onde. Il est ainsi d'autant plus important de reproduire précisément les températures que connaîtra l'OH de MAJIS en vol lors de sa caractérisation radiométrique. Cette contribution au signal est aussi à prendre en compte lors du design du dispositif d'étalonnage pour déterminer la puissance des sources nécessaire à ces longueurs d'onde.

L'autre source de rayonnement thermique non souhaitée provient des optiques du banc d'étalonnage lui-même, qui seront *a priori* à la température ambiante et dont l'émissivité n'est pas nulle même si elle est faible. J'ai modélisé leur contribution en considérant une émissivité de 3 % (correspondant à l'aluminium poli non oxydé) et une transmission de 97 % pour chacune, et en modifiant le nombre de surfaces optiques sur le trajet de la lumière.

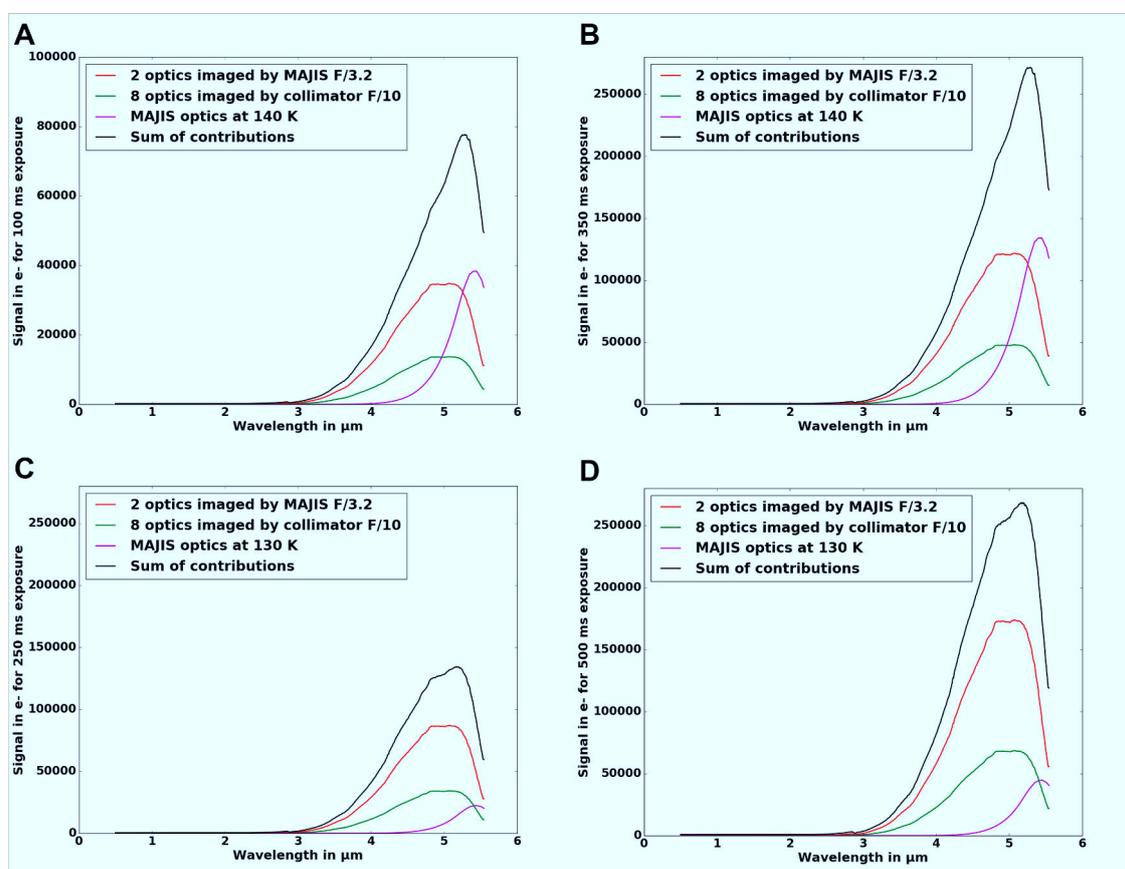


Fig. 5.4. : Signal sur les détecteurs de MAJIS, en électrons, dû au seul rayonnement thermique de l'environnement : en violet la modélisation de l'optique de MAJIS à 140 K en A et B, à 130 K en C et D. En vert, la contribution de 8 dioptries à 3 % d'émissivité et 97 % de transmission chacun imagés par le collimateur ($F/D = 10$) du banc optique, en rouge même contribution pour seulement 2 dioptries imagés par MAJIS ($F/D = 3.2$). En noir, la somme de ces trois contributions typiques d'une observation de source placée en entrée du banc optique.

On constate sur la Figure 5.4 en panneaux A et B que la contribution thermique de l'optique de MAJIS est dominante si elle est à 140 K et empêche toute observation à plus de 350 ms car la saturation, supposée ici à 240 000 e-, est atteinte entre 5 et 5.5 μm. La situation est

meilleure dans le cas d'une optique de MAJIS à 130 K, représentée en panneaux C et D, où ce sont les contributions du banc d'étalonnage qui dominent, mais le temps de pose le plus long accessible n'augmente que jusqu'à 500 ms. Les cas A et C illustrent des temps d'intégration (100 ms et 250 ms respectivement) où les mesures d'étalonnage en flux relatif sont possibles à toute longueur d'onde mais les mesures de radiométrie absolue dans l'infrarouge qui doivent explorer une certaine plage de temps d'intégration pour en vérifier la linéarité sont comme on le voit inenvisageables en observant le banc d'étalonnage. C'est pourquoi la décision a été prise de placer l'ensemble de la voie optique d'étalonnage radiométrique absolu pour la gamme infrarouge à l'intérieur de la cuve à vide thermique. La source radiométrique VISNIR peut en revanche rester à l'extérieur de la TVC puisque cette gamme spectrale n'est jamais impactée de façon significative par le rayonnement thermique ambiant d'après mes modélisations.

5.2.3. La contrainte de l'absorption atmosphérique

Dans les gammes de longueur d'onde de MAJIS les absorptions atmosphériques sont très intenses, dues majoritairement à l'eau et au dioxyde de carbone. J'ai simulé en Figure 5.5, à partir d'un modèle d'atmosphère qui m'a été fourni, la courbe de transmission qui en résulte dans les conditions de température et de pression du hall où l'étalonnage aura lieu. J'ai considéré pour cela que la colonne d'air traversée correspondait au chemin optique le plus long envisagé depuis l'extérieur du banc optique jusqu'au hublot de la TVC, à savoir 10.5 m. Le signal perd alors plus de 50 % de son intensité autour de 2.7 et de 4.2 μm ce qui rendrait l'utilisation spectrale des sources très contraignante en adaptant le flux à chaque fois dans ces gammes de longueur d'onde. Mais l'impact le plus problématique est une variation de cette courbe de transmission au cours d'une mesure car cela créerait un artefact spectral non maîtrisé, or une telle variation se produit très facilement si l'atmosphère n'est pas contrôlée. Le banc optique sera donc rendu partiellement étanche et purgé à l'azote sec en permanence pour diminuer l'hygrométrie. La valeur cible pour cette diminution est imposée par le critère de variations spectrales relatives dans la détermination de l'ITF (cf tableau 5.1) : j'ai pu la déterminer à moins de 1 %, valeur qui sera détaillée dans la section dédiée.

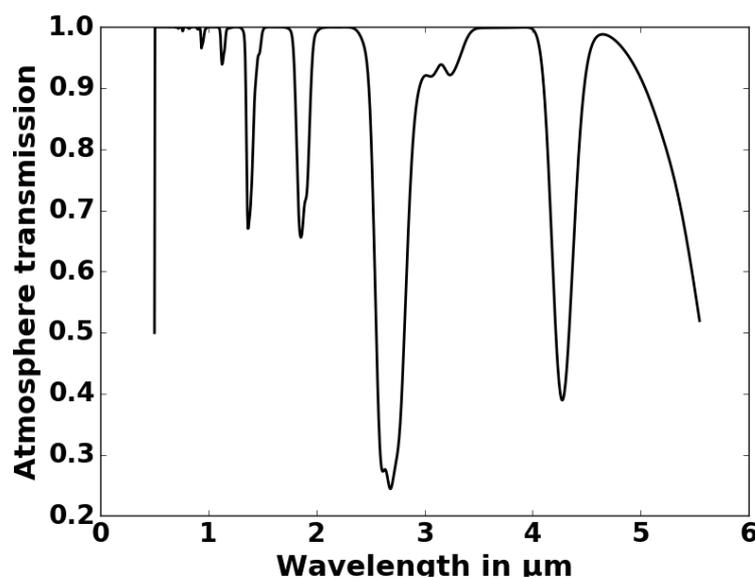


Fig. 5.5. : Transmission d'une colonne d'air de 10.5 m en considérant une composition standard d'atmosphère, sous 1 bar et à 20°C avec une hygrométrie de 50 %.

Nous avons vérifié la faisabilité de cette purge peu de temps après les premières ébauches d'architecture du banc car le développement mécanique à envisager pouvait être considérable si le caisson existant ne donnait pas satisfaction. Des sondes d'humidité EK-H4 dont l'incertitude de mesure est de 0.3 % ont été placées à plusieurs endroits à l'intérieur du banc et un débit d'azote de 20 l/min a été appliqué : le résultat est présenté, en terme de variation d'hygrométrie avec le temps, en Figure 5.6. On constate que l'objectif de 1 % est atteint en environ 10h puis que l'hygrométrie reste stable, ce qui correspond aux besoins et valide donc l'installation. La nouvelle courbe de transmission que j'ai pu simuler est alors celle de la Figure 5.7.

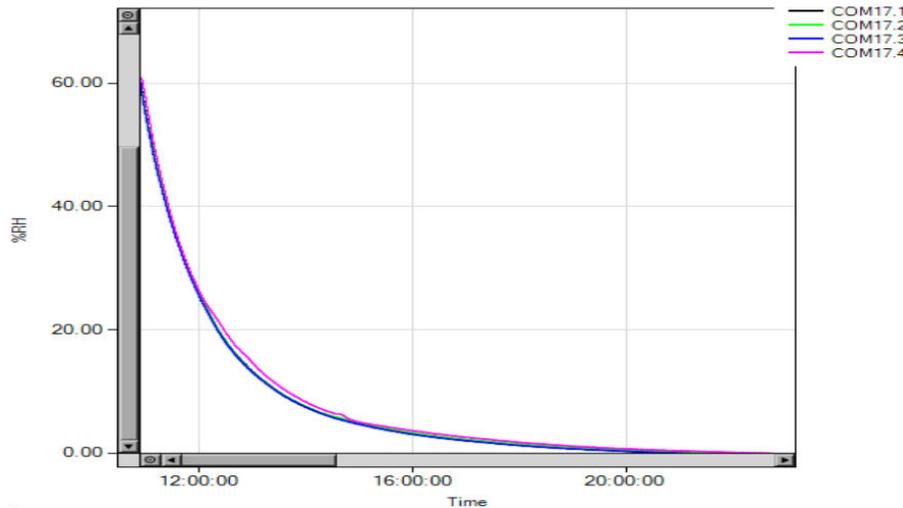


Fig. 5.6. : Évolution du taux d'humidité à l'intérieur du caisson optique au cours du temps, en heures, pour quatre capteurs d'humidité placés à quatre endroits différents à l'intérieur, lorsqu'un débit d'azote gaz de 20 l/min est appliqué à une extrémité du banc. *Figure réalisée par B. Lecomte*

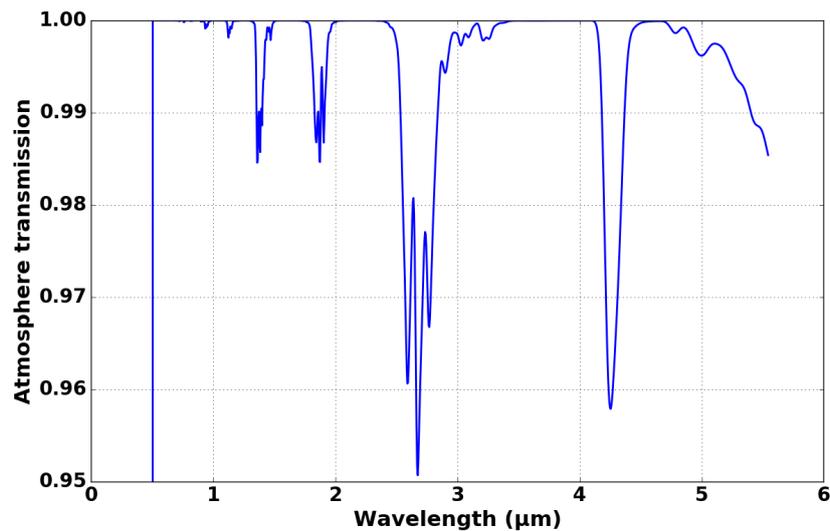


Fig. 5.7. : Transmission de la même colonne d'air qu'en Figure 5.5, convoluée à la résolution spectrale de MAJIS, en supposant une purge à l'azote sec permettant d'atteindre 1 % d'hygrométrie dans les mêmes conditions de température et de pression.

5.2.4. Premières solutions envisagées

Une première architecture simple émerge de ces contraintes : la voie optique permettant l'étalonnage radiométrique en infrarouge doit être à l'intérieur de la TVC, mais il est souhaitable de limiter au maximum les installations à l'intérieur de celle-ci et surtout leur encombrement, or une même source ne peut fournir un flux maîtrisé sur la totalité de la gamme spectrale de MAJIS même en utilisant un corps noir car les températures à atteindre pour la gamme visible seraient trop élevées dans une enceinte à vide et à proximité d'éléments qui doivent rester à des températures cryogéniques. Par conséquent, au moins deux voies optiques sont nécessaires, dont une à l'intérieur de la TVC dédiée à la radiométrie absolue en infrarouge avec une source appropriée ne fonctionnant pas à des températures très élevées. À l'extérieur, nous avons choisi de séparer la voie optique d'étalonnage radiométrique VISNIR du reste des sources pour lui assurer les meilleures performances photométriques possibles, ce qui donne lieu à une troisième voie optique. Cette dernière devra assurer la majorité des mesures d'étalonnage, aussi bien spatiales que spectrales, ce qui exige des sources de lumière capables de couvrir toute la gamme et la possibilité ou non de sélectionner la taille angulaire de la source ainsi que sa longueur d'onde. Trois voies sont donc absolument nécessaires à ce stade mais cela requiert une voie spatiale/spectrale très polyvalente : des modélisations détaillées vérifiant la conformité avec chacun des objectifs vont permettre d'en évaluer la faisabilité.

5.3. Installations d'étalonnage et matériel approvisionné

5.3.1. La cuve à vide thermique et l'hexapode

La cuve à vide thermique utilisée pour l'étalonnage de MAJIS est la plus grande de la station d'étalonnage de l'IAS : elle mesure 7 m de long pour 2 m de diamètre, et a été nommée "Jupiter". Elle se trouve dans une salle blanche ISO 8 régulée à 50% d'hygrométrie et à 20°C, tandis que son environnement immédiat est sous un flux laminaire ISO 5 pour permettre l'intégration des instruments dans des conditions de propreté suffisantes. Un hublot en CaF₂ de 25 cm de diamètre, matériau offrant une excellente transmission (meilleure que 95 %) jusque dans l'infrarouge moyen, ferme l'avant de la cuve et permet de placer devant elle le banc optique accueillant les sources d'étalonnage, déjà utilisé pour plusieurs campagnes comme par exemple (Bonello et al., 2005). À l'intérieur de la cuve, le vide peut atteindre 10⁻⁶ mbar grâce à l'action des pompes primaires, turbo et cryogénique situées sous la cuve, au sous-sol de l'installation. Des brides d'interfaces électroniques permettent d'échanger des données avec l'instrument et de contrôler l'environnement durant l'étalonnage. Des arrivées d'azote liquide et une machine thermique à l'hélium assurent la descente en froid de l'instrument mais pas de l'ensemble de la cuve : selon les températures à atteindre, des bafflages froids sont donc nécessaires. L'instrument lui-même repose sur un bâti anti-sismique à l'intérieur de la cuve, sur un chariot qui porte le boîtier d'électronique principale (ME) de MAJIS (normalement situé dans la sonde au cours de la mission), et un hexapode fonctionnant sous vide qui permet les déplacements fins de l'instrument qu'il porte. Dans le cas de MAJIS, l'instrument doit être mobile mais aussi atteindre des températures très basses avec 63 K sur son radiateur infrarouge. Pour cette raison, il a été décidé de placer l'ensemble du bafflage froid de l'instrument sur l'hexapode pour limiter l'encombrement dans la cuve, éviter les risques de collisions et rendre l'intégration de l'ensemble du dispositif possible.

Un baffle en cuivre, refroidi et traité pour diminuer les réflexions parasites relie un écran froid fixe faisant face à MAJIS au hublot de Jupiter. L'instrument lui-même est placé dans une boîte en aluminium refroidie à l'azote liquide pour l'isoler du rayonnement à 300 K des parois

de la cuve, et un cry-cooler dédié, fonctionnant à l'hélium, est relié par une tresse en cuivre au radiateur IR qui est la seule partie de l'instrument qui doit être plus froide que les 80 K que permet d'atteindre l'azote liquide, avec environ 60 K. Cet ensemble de parties froides est lui-même entouré de MLI (*Multi-Layer Insulation*) pour faire écran au rayonnement thermique. La régulation thermique de l'ensemble exige la mesure de température en plusieurs dizaines d'endroits par des sondes Pt100 (thermo-résistance en platine dont la résistance vaut 100 Ω à 0°C). L'ensemble du système décrit ici et les températures envisagées sont représentés en Figures 5.8 et 5.9. Sur la Figure 5.8, le miroir hors-axe situé dans la cuve doit permettre l'observation en lumière parallèle de la source radiométrique infrarouge, placée dans la TVC pour les raisons thermiques vues plus haut. Les distances indiquées sur la Figure 5.9 sont le fruit de compromis entre encombrement mécanique et distances maximales de raccords thermiques, la distance entre la sortie du baffle de MAJIS et le hublot de la TVC est quant à elle contrainte essentiellement par la distance de raccord du *cryo-cooler* au radiateur de l'instrument. Les 140 cm indiqués entre le hublot et la fin du baffle de MAJIS correspondent à 185 cm entre le miroir de scan et le hublot, distance inférieure à la limite de champ de vue déterminée plus haut à 218 cm mais avec peu de marge.

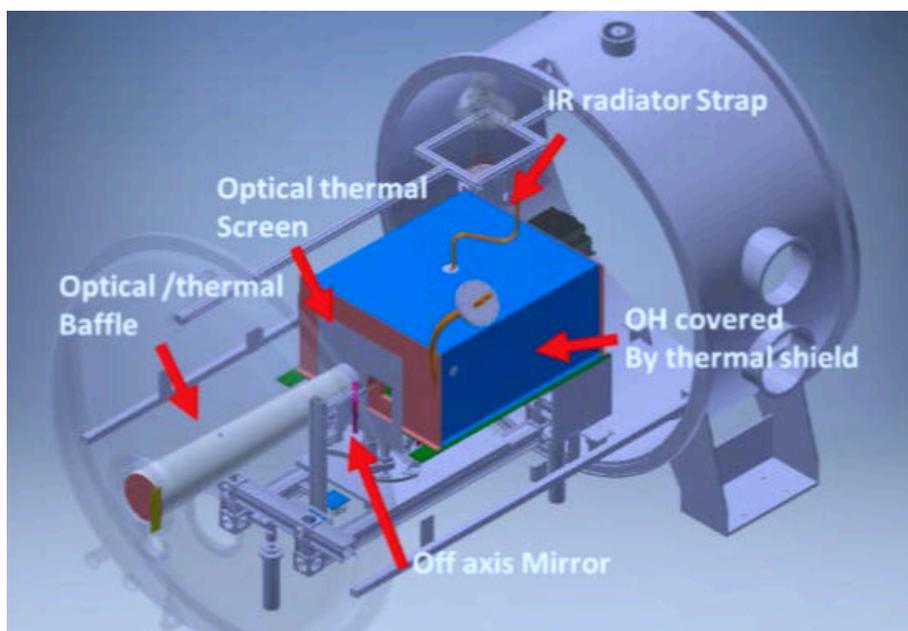


Fig. 5.8. : Représentation 3D de la cuve à vide Jupiter et de son aménagement intérieur prévu pour accueillir MAJIS durant son étalonnage. *Figure réalisée par J. Barbay*

Enfin, pour assurer tous les mouvements, en translation et en rotation, de l'instrument à l'intérieur de cette cuve il faut s'assurer que l'hexapode utilisé, fourni par l'entreprise Symétrie, permettra de remplir les objectifs de mesure dans ces conditions. Il avait été qualifié avec seulement 70 kg de charge lors de l'étalonnage de Simbio-Sys, il l'a donc été de nouveau avec 140 kg de charge pour MAJIS qui est particulièrement alourdi par le bafflage froid. En effet, ce dernier doit être porté également par l'hexapode pour ne pas que l'instrument puisse entrer en collision avec lui. Ses performances mécaniques sont résumées par le tableau suivant 5.10.

L'hexapode est donc approprié pour cet étalonnage malgré la masse importante qu'il devra déplacer, les besoins en mouvements fins étant comme on l'a vu de l'ordre du cinquième de pixel, soit 30 μrad , ce qui est supérieur aux erreurs mesurées lors de sa qualification de 3.9 et 4.9 μrad sur chacun des deux axes. Il faut noter que les besoins exprimés dans le tableau 5.10 sont volontairement plus exigeants que le cinquième de pixel.

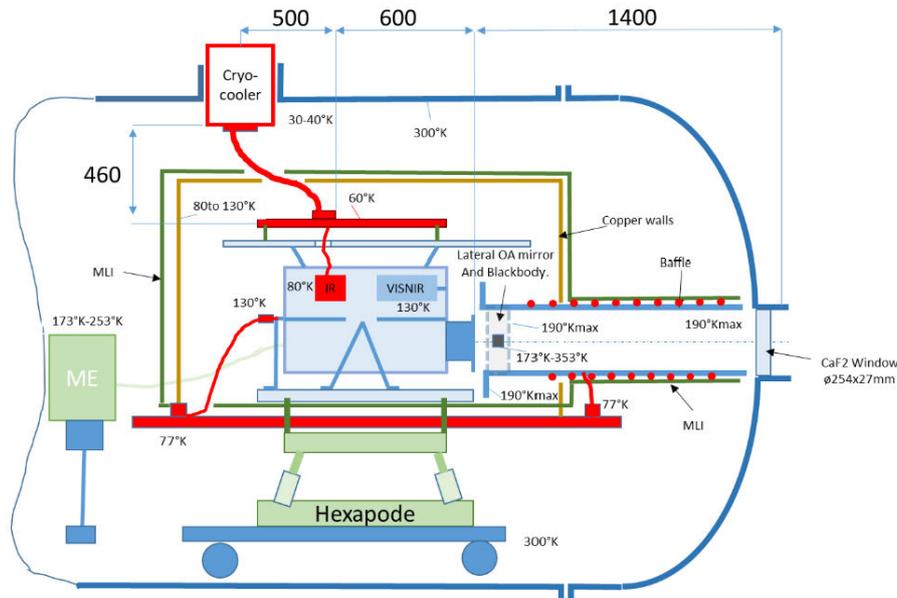


Fig. 5.9. : Schéma du dispositif thermique et mécanique prévu à l'intérieur de la cuve à vide Jupiter pour l'étalonnage de MAJIS. *Figure réalisée par B. Lecomte*

Travel type	Travel range	Specification	Result	Conformity
Translation	± 150	$T_x \pm 10$ m	± 2.24 m	Yes
Translation	± 150	$T_y \pm 10$ m	± 4.36 m	Yes
Rotation	$\pm 25^\circ$	$R_y \pm 12.5$ rad	± 3.9 rad	Yes
Rotation	$\pm 25^\circ$	$R_z \pm 12.5$ rad	± 4.9 rad	Yes

Fig. 5.10. : Performances de l'hexapode mesurées par son fournisseur Symétrie avec une charge simulant MAJIS durant l'étalonnage : mesures d'erreurs de répétabilité lors de petits déplacements en translation et en rotation. *Tableau réalisé par SYMETRIE*

5.3.2. Les sources optiques

Le banc d'optique utilisé pour l'étalonnage de MAJIS relève en grande partie d'un héritage des années 1990 : ses premiers éléments, tel que le collimateur de 40 cm de diamètre, ont été développés pour l'étalonnage d'IKS qui était un spectro-photomètre infrarouge (Combes et al., 1988) à bord de la sonde soviétique VEGA-1 pour l'exploration de la comète de Halley en 1986. Puis, sa configuration actuelle sur banc optique et sous enceinte noire permettant les purges à l'azote sec a été mise en place pour le premier spectro-imageur étalonné à l'IAS, OMEGA en 1993 (Boubault, 1994), prévu à bord de la sonde Mars 96, dont le lancement a échoué mais qui a finalement volé à bord de Mars Express. Des modifications successives ont été implémentées en fonction de chaque étalonnage qui a eu lieu ensuite dans cette installation avec la cuve à vide thermique Jupiter et son banc optique externe. Les dernières modifications implémentées lorsque la réflexion sur l'étalonnage de MAJIS a commencé en 2016 dataient seulement de 2015 pour l'étalonnage de l'ensemble instrumental SIMBIO-SYS sur la sonde Bepi-Colombo pour l'exploration de Mercure, qui comprenait également un spectro-imageur proche-infrarouge VIHI (Poulet et al., 2015). Ce dernier fonctionnant dans la gamme 0.4-2.0 μm les contraintes liées à l'infrarouge moyen n'étaient pas présentes, en revanche les étapes et les besoins de l'étalonnage étaient presque identiques, c'est pourquoi le premier choix qui a été fait a été de reprendre cet héritage et de l'adapter plutôt que de refaire un développement, et surtout des

approvisionnement, complets.

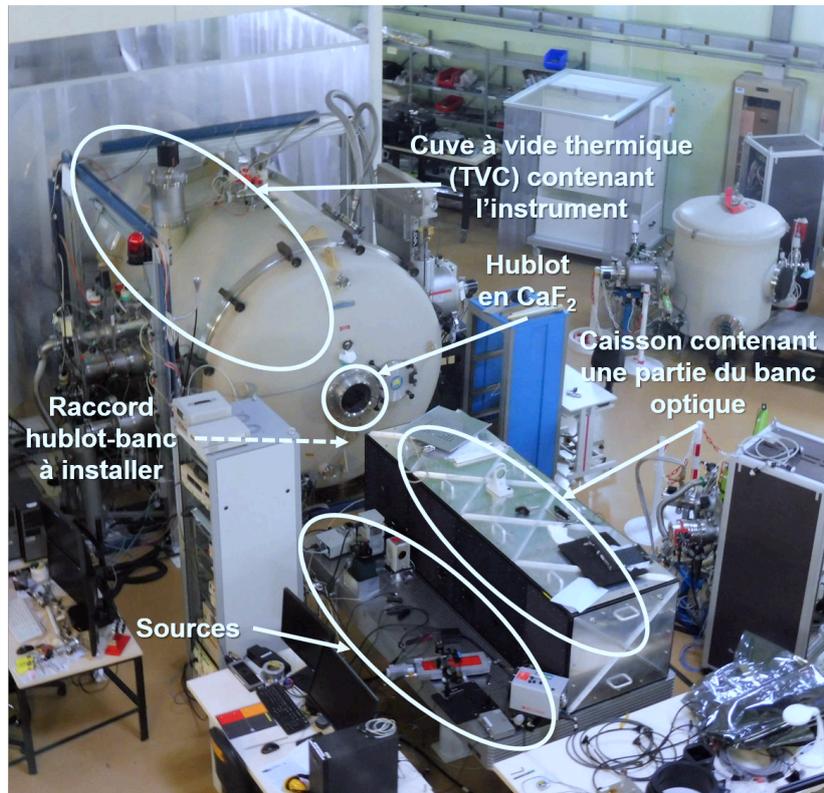


Fig. 5.11. : Photo du dispositif d'étalonnage en cours de développement dans le hall blanc dédié. Au premier plan de la photo se trouvent la plupart des sources de lumière ainsi que leur contrôle-commande, tandis que les optiques sont situées dans le caisson noir prévu pour être purgé à l'azote. Puis un raccordement avec le hublot d'entrée dans la TVC sera installé, et on voit au second plan la cuve qui accueillera MAJIS.

Une photo du dispositif d'étalonnage en cours de développement pour MAJIS est présentée en Figure 5.11. Les hublots, lentilles, et miroirs du banc ont été sélectionnés par l'architecte optique de l'étalonnage, Benoît Lecomte, tandis que je me suis concentré sur les sources de lumière dont je pouvais contraindre le flux et la gamme de longueurs d'onde à l'aide de mon modèle. Pour chaque voie optique d'étalonnage, le faisceau lumineux vu par MAJIS doit être parallèle puisque son télescope est conçu pour observer à l'infini, ce qui requiert donc au minimum un miroir par source. Pour les deux voies radiométriques, un unique miroir hors-axe assurera ce rôle, afin de limiter les sources d'erreurs d'alignement ainsi que la complexité et la longueur du chemin optique : aspect critique à l'intérieur de la TVC pour des raisons d'encombrement et à l'extérieur pour la radiométrie VISNIR pour limiter la distance sur laquelle l'atmosphère absorbe le rayonnement.

Comme on l'a vu, la source d'étalonnage radiométrique infrarouge devra se trouver à l'intérieur de la TVC, donc elle doit fonctionner sous vide. Pour cette gamme de longueurs d'onde, notre choix s'est porté sur un corps noir pour sa simplicité de mise en œuvre et surtout de contrôle du flux lors de son utilisation puisque seules sa température et son émissivité devront être connues, avec une précision que j'évalue dans la suite. Toutefois, l'achat d'un corps noir sous vide auprès d'industriels s'est avérée difficile avec des coûts très importants, c'est pourquoi nous avons décidé de fabriquer la source à l'IAS à partir d'une simple plaque régulée thermiquement avec un revêtement fortement émissif. En outre, nous avons eu la démonstration lors

de la caractérisation en configuration 1 (section 3.3.6) dans la cuve Vénus que ce type de source pouvait être réalisée au laboratoire avec de très bonnes performances.

Les autres sources ont toutes été approvisionnées auprès d'industriels, je présente ici leurs caractéristiques telles qu'elles nous ont été fournies. Leurs utilisations dans le dispositif d'étalonnage et les modélisations qui ont mené à leur sélection seront détaillées dans les sections suivantes.

Pour les mesures spectrales, et une partie des mesures spatiales, deux sources génériques permettant d'obtenir un flux stable dans toute notre gamme de longueur d'onde sont nécessaires, et seront placées en entrée d'un monochromateur. Ce dernier fourni par Horiba (modèle iHR550) est décrit par le tableau 5.12, la radiance de sa source pour la gamme VISNIR est donnée en Figure 5.13 panneau A, il s'agit d'une lampe Quartz Tungsten Halogen (QTH) d'une puissance de 100 W fournie par Newport, et enfin la radiance de sa source corps noir pour l'IR est donnée en Figure 5.13 en panneau B, dont le modèle est CIsystems SR-200 32. La courbe de réflectivité d'un des réseaux que nous utilisons sur ce monochromateur est donnée en Figure 5.14 à titre d'exemple. Pour cette voie optique, la polyvalence a été un critère majeur de sélection, ce qui explique notamment que nous ayons recherché des sources capables de fournir des niveaux de flux maximum très élevés. Pour les mesures uniquement spatiales, les réseaux du monochromateur seront utilisés à l'ordre 0 pour couvrir la plus large gamme spectrale possible sur les détecteurs de MAJIS. Les caractéristiques dont la conformité avec les objectifs devra être évaluée sont la taille de la fente de sortie du monochromateur (12 mm au maximum dans la direction spatiale, réglable dans la direction spectrale), sa précision en longueur d'onde (± 0.2 nm) et la quantité de flux transmise après un échantillonnage fin en longueur d'onde qui dépendra entre autres de la réflectivité des réseaux.

Focal Length	550 mm
Aperture	f/6.4
Spectral Range	150 to 1500 nm w/1200 g/mm grating 150 nm to 40 μ m w/appropriate gratings
Grating Size	76 mm x 76 mm
Number of Gratings on Turret	up to 3
Flat Field Size	30 mm x 12 mm
Resolution with Exit Slit and PMT	0.025 nm
Wavelength Accuracy	± 0.20 nm
Repeatability	± 0.075 nm
Spectral Dispersion (@500 nm)	1.34 nm/mm
Magnification	1.1
Stray Light*	1×10^{-5}
Scan Speed	160 nm/sec
Step Size	0.002 nm

Fig. 5.12. : Caractéristiques du monochromateur iHR 550 fourni par Horiba. *Tableau réalisé par Horiba*

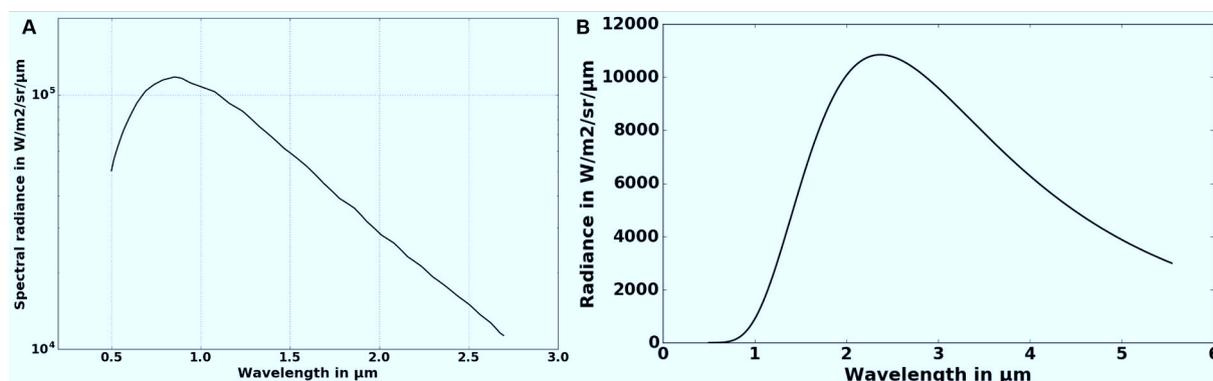


Fig. 5.13. : A : radiance spectrale de la lampe QTH 100 W fournie par Newport utilisée comme source VISNIR du monochromateur. B : radiance spectrale du corps noir CIsystems SR-200 32 utilisé comme source infrarouge du monochromateur, ici chauffé à 950°C avec une émissivité de 97 %.

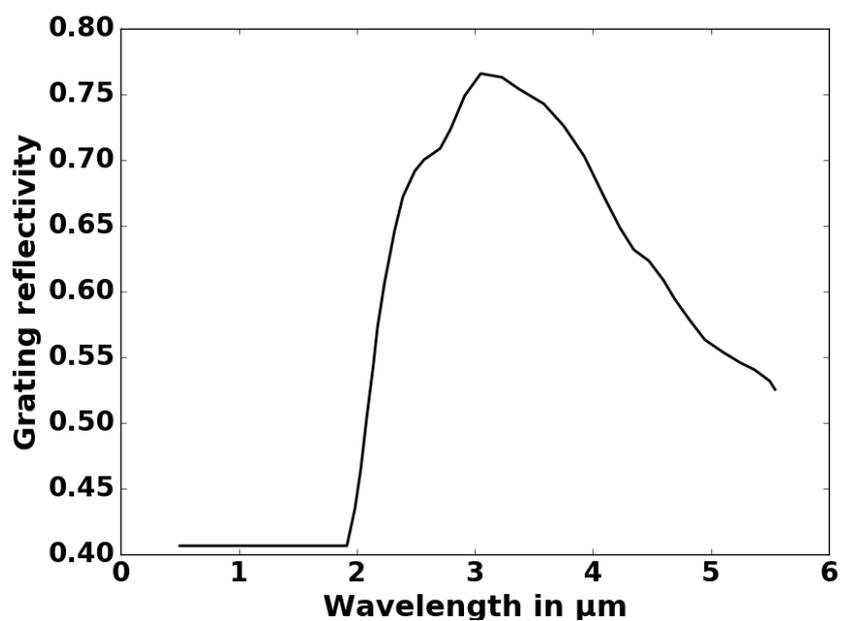


Fig. 5.14. : Efficacité de réflexion en fonction de la longueur d'onde du réseau 300 traits/mm utilisé pour la gamme infrarouge dans le monochromateur.

Puisqu'une source dédiée est nécessaire pour la mesure de radiométrie absolue VISNIR, nous avons acheté une sphère intégrante Labsphere de 12 pouces de diamètre en Spectralon équipée d'un obturateur motorisé réglable, d'une lampe QTH de 150 W et de deux détecteurs de référence. Cette source offre l'avantage d'être très bien maîtrisée en flux absolu mais aussi d'avoir l'uniformité spatiale que nous souhaitons pour les mesures de Flat-Field, comme montré par l'analyse d'inhomogénéités faite par Labsphere en Figure 5.15, sur la totalité du disque du port de sortie qui a un diamètre de 4 pouces. Le flux étant variable, les niveaux nécessaires à l'étalonnage seront discutés plus loin.

Enfin, du matériel de mesure nécessaire à la validation de l'ensemble du banc a dû être approvisionné également. Celui qui a été principalement utilisé à ce jour est un détecteur MCT mono-pixel fourni par Thorlabs (modèle PDA10JT-EC), refroidi pour fonctionner dans l'infrarouge, dont la courbe de réponse, nécessaire à l'interprétation des mesures de validation, est donnée en Figure 5.16.

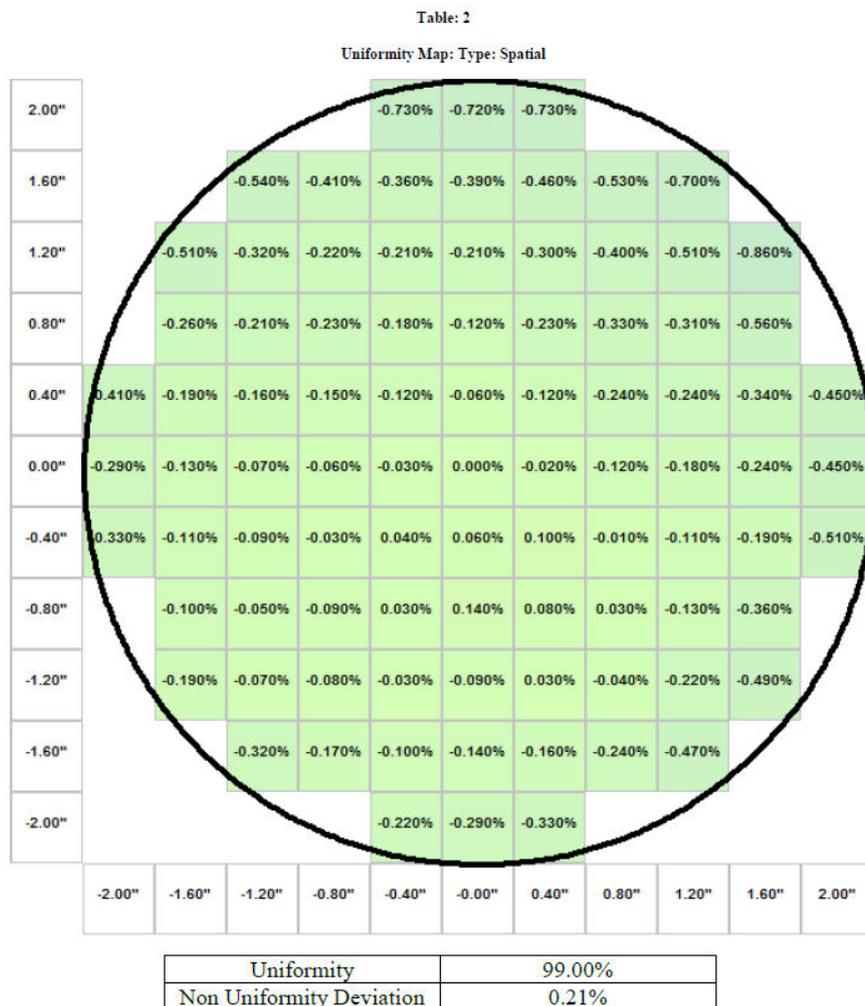


Fig. 5.15. : Écart relatif spatial en terme de flux par rapport au centre de la sortie de sphère intégrante, mesuré par Labsphere avant livraison de la source. Les pas spatiaux sont indiqués en pouces. *Figure réalisée par Labsphere*

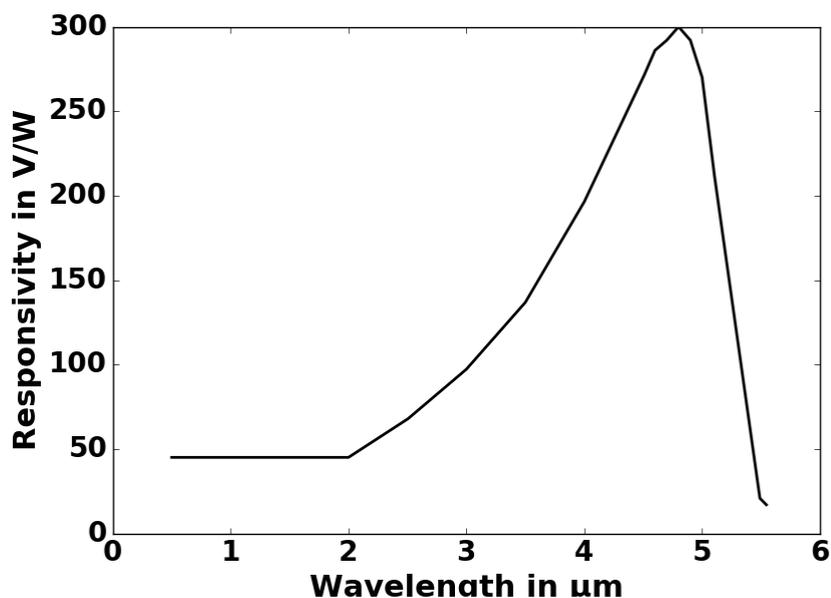


Fig. 5.16. : Réponse typique, en V/W, du détecteur MCT refroidi de 1 mm de côté. Il faut noter que ce détecteur n'est pas étalonné en absolu par le fabricant et donc que cette courbe est donnée à titre indicatif.

5.4. Modélisation des sources d'étalonnage et confrontation aux objectifs

5.4.1. Les voies d'étalonnage radiométrique absolu

L'étalonnage radiométrique est assuré par deux chemins optiques distincts, l'un pour l'IR à l'intérieur de la TVC avec un corps noir et un miroir hors-axe, l'autre pour le VISNIR à l'extérieur de la TVC avec une sphère intégrante, sa lampe QTH de 150 W et un miroir hors-axe, ceci afin de mesurer l'ITF sur toute la gamme de longueurs d'onde de MAJIS, à plusieurs temps d'intégration et avec un éclairage spatialement homogène (Flat-Field).

5.4.1.1. Niveaux de radiance

Afin de vérifier que les caractéristiques d'une source correspondent aux objectifs de l'étalonnage, j'ai commencé par modéliser les besoins en flux sur chacune de ces voies : l'objectif étant de mesurer l'ITF à tous les temps de pose typiques qui seront utilisés en vol (de 100 ms à 1 s) et pour des fractions de puits quantiques remplies différentes (linéarité en flux). Ce qui permet de définir deux cas extrêmes de flux nécessaires qui sont représentés à la Figure 5.17 en traits pleins : le flux le plus élevé doit permettre d'atteindre la saturation des détecteurs au temps de pose le plus court (courbe rouge) et le flux le plus faible doit permettre de remplir seulement une petite fraction du puits (j'ai choisi 25 000 e-) au temps de pose le plus long (courbe bleue). Si les sources permettent d'atteindre ces deux extremums, l'ensemble des mesures doit être possible, j'ai donc tracé sur le même graphique 5.17 en pointillés certains niveaux accessibles avec les sources proposées plus haut.

On constate que la forme spectrale du flux requis, imposée essentiellement par la forme de la transmission optique de MAJIS, est très différente de la forme typique des deux sources ce

qui requerra plusieurs points de fonctionnement des sources (ouverture de diaphragme pour le VISNIR et température de corps noir pour l'IR) par niveau de flux requis. Pour le très faible flux de 25 000 e- à 1 s, les sources sont généralement supérieures aux besoins, cependant les deux sources peuvent générer moins de flux que ce qui est montré ici, en utilisant des températures plus basses pour le corps noir et en fermant le diaphragme pour la sphère intégrante. Pour le flux le plus élevé de 260 000 e- (légèrement supérieur à la saturation attendue) à un temps d'intégration de 100 ms, un manque de flux apparaît entre 3 et 3.4 μm , en raison d'une chute de réflectivité du Spectralon à ces longueurs d'onde ainsi que d'une limite supérieure de température (fixée à 80°C) pour le corps noir à l'intérieur de la cuve pour maintenir des gradients de température raisonnables avec l'environnement immédiat qui sera à moins de 190 K. Bien que le flux maximal sur cette plage n'atteigne que 40% de la saturation à 3 μm , il est à noter que cette simulation est le cas le plus défavorable, car la sphère intégrante avec revêtement Spectralon pourrait fournir un flux plus important que prévu à des longueurs d'onde supérieures à 3 μm .

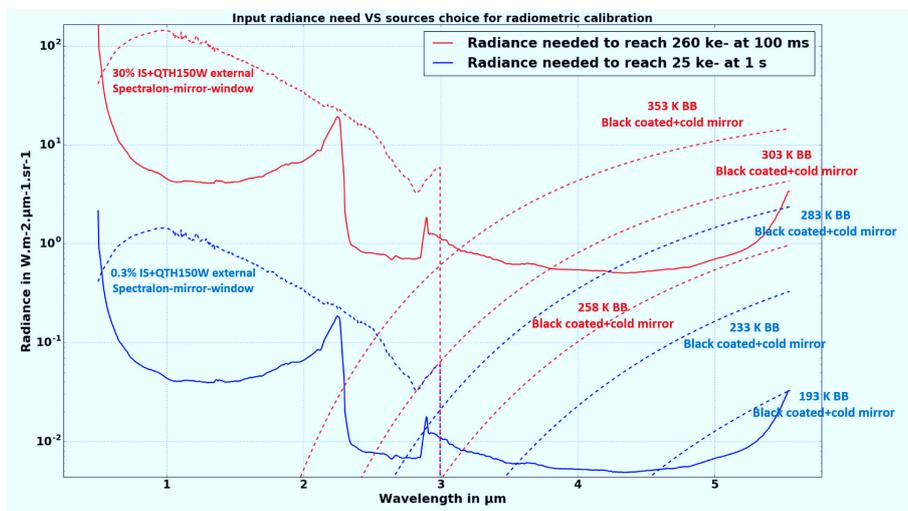


Fig. 5.17. : Besoin en flux maximal (rouge) et minimal (bleu) pour l'étalonnage radiométrique absolu. Les courbes pointillées correspondent à des configurations des deux sources d'OP3 et OP4 (sphère intégrante et corps noir froid) permettant de répondre à ces besoins.

La modélisation du flux de la source sphère intégrante n'a pas permis de lever ce doute sur le flux disponible dans l'infrarouge moyen car notre cas d'utilisation est atypique en terme de gamme spectrale. En effet, le revêtement intérieur de la sphère doit permettre de couvrir une large gamme spectrale afin d'assurer le meilleur recouvrement possible dans la zone de jonction entre les deux voies de MAJIS, c'est-à-dire autour de 2.3 μm . Or, les revêtements les plus classiques de sphères intégrantes sont le Spectrafect dont la réflectance est inférieure à 95 % au-delà de 2 μm et l'Infragold dont la réflectance ne dépasse les 95 % qu'après 2 μm . Notre zone d'intérêt étant intermédiaire, nous avons eu recours à une sphère en Spectralon, matériau dont j'ai pu mesurer la réflectance seulement jusqu'à 3 μm à l'IAS sur un échantillon, ce qui permettait déjà de dépasser la limite usuelle de 2.4 μm au-delà de laquelle ces données ne sont pas répertoriées par les industriels. J'ai ensuite pu modéliser la radiance spectrale requise pour répondre aux besoins de l'étalonnage, en considérant la réflectance du Spectralon et la forme spectrale typique d'une lampe QTH, à l'aide de l'équation des sphères intégrantes 5.15. Dans cette équation, Φ_{QTH} est le flux de la lampe QTH de 150 W, A_s est la surface totale de la sphère de diamètre 10 pouces, R est la réflectance du Spectralon en fonction de la longueur d'onde et f est la fraction de surface de la sphère occupée par des ports de sortie et donc non réfléchissante. Le résultat de la modélisation pour le flux le plus élevé requis, avec une marge, est présenté en

Figure 5.18, et comparé à la mesure réalisée par Labsphere sur le dispositif avant livraison à l'IAS.

$$I_{sphere} = \frac{\Phi_{QTH}}{\pi A_s} \cdot \frac{R}{1 - R(1 - f)} \quad (5.15)$$

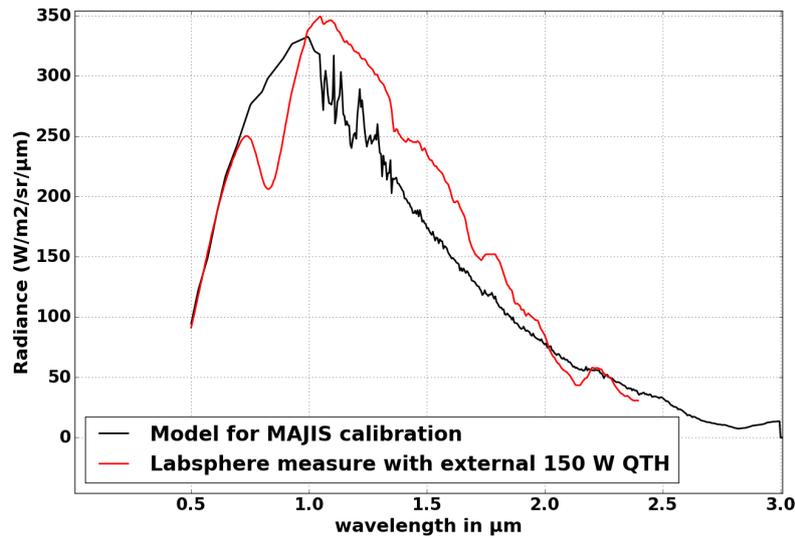


Fig. 5.18. : Radiance spectrale à la sortie de la sphère intégrante, modélisée pour répondre aux besoins de MAJIS en noir, et mesurée par Labsphere avant livraison à l'IAS en rouge.

Le flux légèrement inférieur au besoin à $1 \mu\text{m}$ ne posera pas de problème car ce besoin est margé d'un facteur environ 3 comme on le voit sur la Figure 5.17. Le très bon accord de ces mesures avec le modèle donne une bonne confiance dans les prédictions de ce modèle au-delà de $2.4 \mu\text{m}$, où Labsphere n'était pas capable d'effectuer de mesures, ce qui devrait permettre à cette source d'éclairer en champ plat la totalité de la voie VISNIR de MAJIS et une partie de la voie IR comme prévu. Si toutefois cela ne pouvait pas être réalisé, alors l'ITF sera calculée dans cette gamme en utilisant uniquement des mesures obtenues à des temps d'intégration plus longs permettant d'atteindre la saturation (jusqu'à 250 ms dans ce cas) et la linéarité ne sera pas entièrement explorée dans cette gamme, ce qui pourra être compensé partiellement en utilisant par exemple les données issues de la caractérisation sous-système des détecteurs.

Comme le montre la Figure 5.17, les sources se chevauchent sur au moins $0.8 \mu\text{m}$ entre 2.2 et $3 \mu\text{m}$, soit plus de 10% de la gamme de longueur d'onde totale et il sera donc possible d'éclairer l'un des deux détecteurs (le détecteur IR) avec un flux suffisant sur plus de 20% de sa gamme de longueurs d'onde, en accord avec les besoins dans cette zone de recouvrement entre les deux voies optiques de MAJIS.

5.4.1.2. Erreurs absolues

Les autres spécifications relatives à ces sources concernent l'erreur absolue et relative sur la détermination de l'ITF : elles doivent être inférieures à 20% et 1% respectivement. Les Figures 5.19 et 5.20 montrent que ces spécifications sont remplies pour l'erreur absolue, dont la méthode de calcul est détaillé dans la partie 5.1.2. La modélisation montre également que la configuration

devrait même permettre d'atteindre une erreur absolue de 10 % à faible temps d'intégration. Eu égard aux pertes par alignement optique que l'on peut attendre dans le dispositif une fois implémenté, cette marge de sécurité est bienvenue. Les deux cas extrêmes de radiance sont représentés ici, avec les temps d'intégration correspondant de 100 ms et 1 s, en supposant une erreur sur la température réelle du corps noir de 0.5 K, et une erreur sur son émissivité de 2 % par rapport à une valeur moyenne de 97 %. Pour la sphère intégrante, la seule erreur supposée sur la radiance est de 1 % du niveau émis comme spécifié par Labsphere. On remarque que l'erreur qui en résulte est étonnamment faible, en effet pour cette source je n'avais pas de moyen d'identifier les différentes sources d'erreur contrairement au corps noir et je n'ai donc considéré que cette valeur constructeur. On peut s'attendre à ce qu'elle soit optimiste, ce qu'il faudra vérifier lors de la validation expérimentale. À 1 s de temps de pose, on retrouve la saturation au-delà de 5 μm par l'optique de MAJIS à 140 K, c'est pourquoi les courbes d'erreur sont interrompues.

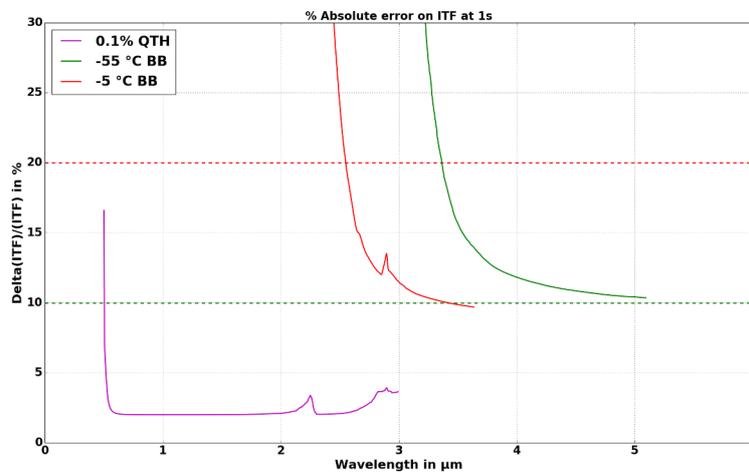


Fig. 5.19. : Erreur sur la détermination de l'ITF dans les conditions d'éclairément à 1 s.

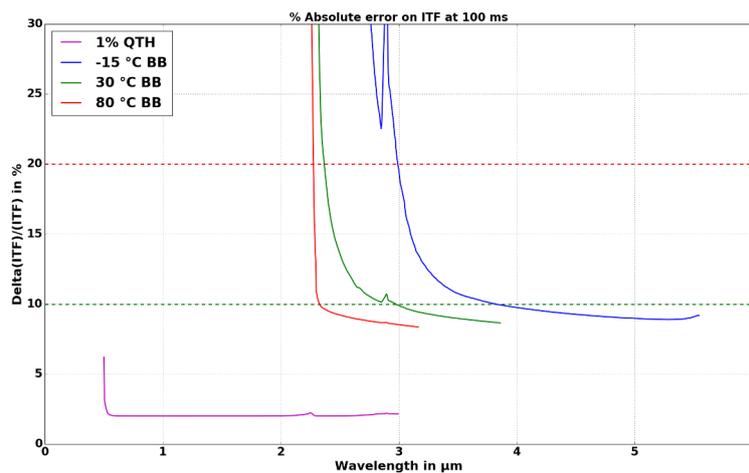


Fig. 5.20. : Erreur sur la détermination de l'ITF dans les conditions d'éclairément à 100 ms.

Afin d'évaluer l'importance de ces hypothèses sur les erreurs, je représente en Figure 5.21 l'impact d'une variation de valeur moyenne d'émissivité ε entre 90 et 99 % qui s'avère très faible, en revanche l'impact d'une erreur sur la connaissance de cette émissivité $\delta\varepsilon$ lors du calcul

de l'ITF est très important : la courbe pointillée rouge montre une erreur sur l'ITF qui augmente de plus de 5 % si l'erreur sur l'émissivité passe de 2 à 4 %, ce qui nécessitera des mesures de validation poussées de cet aspect car une très bonne stabilité de l'émissivité pour un revêtement entre 193 et 353 K est difficile à obtenir. De la même manière, la Figure 5.22 montre l'impact d'une erreur sur la température réelle du corps noir δT : la valeur de 0.2 K est celle obtenue par modélisation thermo-mécanique du corps noir qui va être réalisé, la valeur de 0.5 K est celle que j'ai supposée pour prendre une marge et on vérifie bien qu'elle permet d'atteindre l'objectif d'une erreur inférieure à 20 % sur la détermination de l'ITF, enfin les valeurs pessimistes de 1 et 1.5 K ne permettent pas la mesure. Cette forte dépendance à l'erreur sur la température imposera l'utilisation de sondes de température étalonnées et en très bon contact thermique avec la source lors de l'intégration du dispositif.

Dans chacune de ces modélisations, les contributions du RON, du courant d'obscurité et du rayonnement thermique propre de l'instrument à sa température nominale de 140 K sont toujours pris en compte. Pour le corps noir à l'intérieur de la TVC, la contribution de son miroir à 190 K de collimation vers MAJIS est pris en compte mais son impact est mineur.

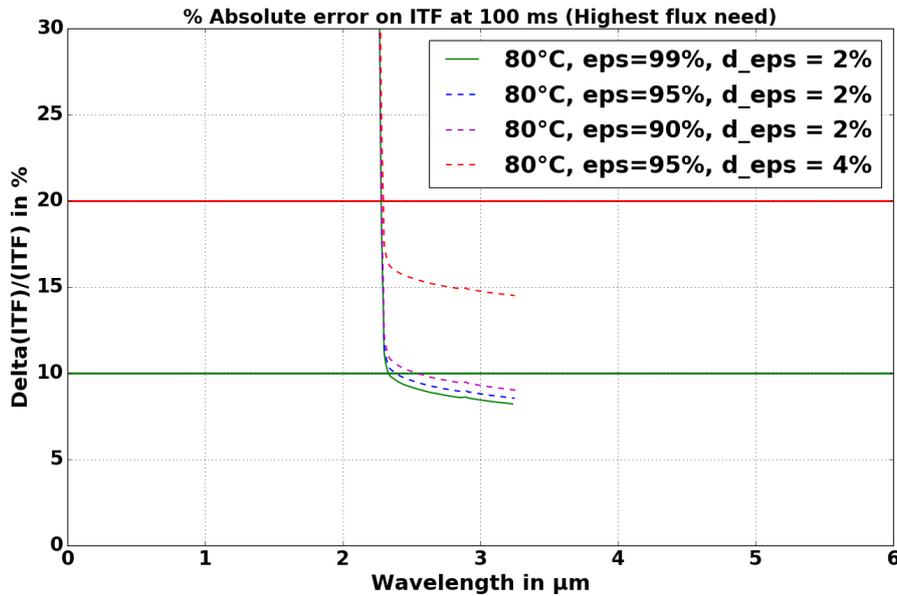


Fig. 5.21. : Erreur sur la détermination de l'ITF en fonction des hypothèses sur l'émissivité du corps noir dans la TVC.

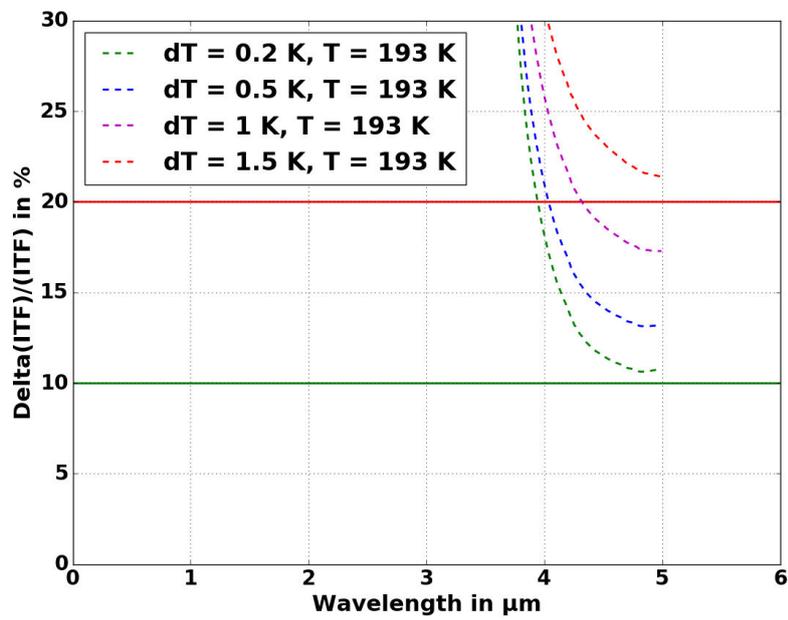


Fig. 5.22. : Erreur sur la détermination de l'ITF en fonction de l'erreur supposée sur la température réelle de la source corps noir.

5.4.1.3. Variations relatives

Enfin il faut modéliser l'erreur relative spectel à spectel : cette dernière est inexistante pour la voie radiométrique IR car on peut supposer que le comportement spectral du miroir de collimation et du corps noir ne varieront pas au cours de l'étalonnage et cette voie est placée dans la cuve à vide. En revanche pour la voie VISNIR, l'absorption atmosphérique est considérée comme la seule source d'erreurs spectrales relatives, les autres comportements spectraux (sources et optiques) étant *a priori* figés et connus. J'ai donc modélisé les absorptions atmosphériques sur 6 m (en considérant un nombre typique de réflexions dans la sphère de 15) entre la lampe QTH et le hublot de la TVC, en utilisant le modèle d'atmosphère Hitran (Rothman et al., 1998). J'ai alors constaté que la quasi-totalité des absorptions importantes dans cette gamme spectrale VISNIR sont dues à l'eau, l'absorption principale du dioxyde de carbone étant à $4.2 \mu\text{m}$, ce qui permet dans la suite de quantifier l'efficacité de la purge d'azote sec qui sera utilisée pour réduire les absorptions atmosphériques en suivant l'évolution de l'hygrométrie uniquement, ce qui est plus simple opérationnellement. J'ai ainsi pu déterminer une spécification sur l'hygrométrie du banc en faisant varier ce paramètre dans les simulations. J'ai défini l'erreur spectrale associée comme l'écart type maximal sur 2 à 10 spectels résultant d'une variation d'absorption atmosphérique entre 0 et le maximum correspondant au niveau d'hygrométrie choisi. La valeur de 2 à 10 spectels a été discutée par rapport à l'objectif initial : en effet les absorptions attendues durant la mission seront souvent moléculaires et auront donc une largeur typique de plusieurs dizaines voire centaines de nm. Une définition de ce besoin sur seulement les pixels consécutifs serait donc peu pertinente puisque cela correspond à 7 nm en VISNIR et 13 nm en IR, un compromis à 10 spectels a donc été retenu. J'ai représenté cet écart-type en Figure 5.23 en noir, et trois fois cette valeur en rouge par précaution, pour l'hygrométrie finalement retenue de 1 %. On constate que cette spécification est margée d'un facteur environ 3 si on considère uniquement la courbe noire, ce qui n'est pas excessif si on considère que le nombre de réflexions dans la sphère pourrait être bien plus élevé et donc la colonne d'air traversée plus importante. Cette valeur margée de 1 % d'hygrométrie a donc été conservée comme objectif de la purge à l'azote gazeux pur.

Concernant les variations spatiales, l'homogénéité déjà été vérifiée par Labsphere pour la sphère intégrante, mais il faut la vérifier également sur le corps noir. C'est l'objet de la Figure 5.24 qui montre la modélisation thermo-mécanique du corps noir effectuée par J.C. Le Clec'h. Les écarts de température sur la surface émissive sont inférieurs à 0.1 K, ce qui correspond à 0.8 % d'écart relatif à $5 \mu\text{m}$ à 193 K et à 0.4 % d'écart-relatif à $3 \mu\text{m}$ à 353 K qui sont les deux cas extrêmes. Toutefois, à 193 K, l'inhomogénéité spatiale atteint 1.3 % à $3 \mu\text{m}$, mais cette température ne fournit de toutes façons pas assez de flux pour une mesure à cette longueur d'onde, ce qui valide l'approche et les voies optiques proposées pour l'étalonnage radiométrique absolu et les mesures de Flat-Field.

5.4.2. La voie d'étalonnage spectral et spatial

Le principe de mesure appliqué avec le monochromateur iHR550 et ses deux sources, l'une visible (QTH Newport 100 W) et l'autre infrarouge (corps noir CIsystems SR-200), est le même pour les deux mesures spectrales requises durant l'étalonnage de MAJIS : la table de correspondances spectels-longueur d'onde et la PSF spectrale. Ces deux mesures sont effectuées avec la fente dans la direction spatiale complètement ouverte, c'est-à-dire d'une longueur de 12 mm, ce qui correspond, au foyer du collimateur du banc d'étalonnage, à 1/20 du champ de vue total de MAJIS. Les temps de pose considérés seront de l'ordre de 100 ms, ils ne peuvent pas dépasser 500 ms car cette configuration est celle où l'instrument voit le plus de surfaces émettant du rayonnement infrarouge thermique parasite qui sature le détecteur en 500 ms sur une grande partie

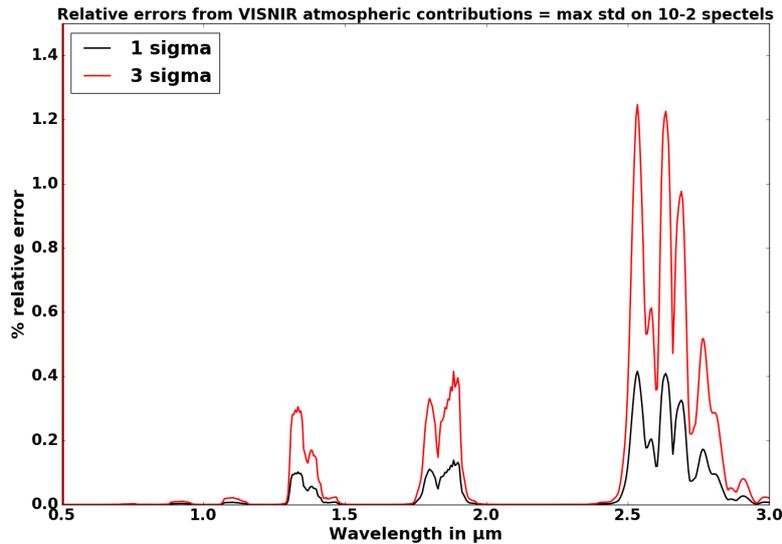


Fig. 5.23. : Écart-type maximal sur l'ITF obtenu entre un spectel et ses plus proches voisins (du 1er au 10ème) lors d'une variation d'hygrométrie entre 0 et 1% sur une colonne d'air de 6 m. La courbe noire correspond à une fois cet écart-type, qui ne doit pas dépasser 1% pour être conforme aux spécifications, et la courbe rouge correspond à 3 fois l'écart-type.

de la gamme infrarouge. Le champ de vue complet de MAJIS doit être scanné spectralement de 0.5 à 5.54 μm par pas d'au moins 1/5 de spectel pour répondre au besoin, c'est-à-dire avec un échantillonnage de 0.7 nm sur la voie VISNIR et 1.3 nm sur la voie IR. Cela correspond à des ouvertures de fente respectivement de 0.26 mm à 1 μm avec le réseau de 600 traits/mm et de 0.34 mm à 4.5 μm avec le réseau de 300 traits/mm. De telles fermetures de fente imposent une perte de flux importante, or les erreurs sur l'ajustement gaussien du profil d'intensité reçu par chaque spectel en fonction du scan du monochromateur qui permettra de remonter aux centres et aux largeurs réelles des PSF spectrales sont dépendantes du SNR de chaque point spectral.

Il faut donc s'assurer, pour valider ce protocole, qu'il est possible d'atteindre un flux suffisant, sans saturer le détecteur, en tout point de la gamme spectrale pour atteindre un SNR permettant à l'ajustement gaussien de fournir des paramètres avec une erreur inférieure à 0.7 ou 1 nm. J'ai obtenu l'erreur sur le centre des spectels en ajustant une gaussienne (forme attendue d'après les étalonnages d'instruments similaires comme [Altieri et al., 2017](#) ou encore [Bellucci et al., 2006](#)) sur cinq points générés aléatoirement autour d'une distribution parfaite avec un SNR variable. La Figure 5.25 représente en noir trois fois l'écart-type de la distribution de valeurs de centroïde de gaussienne obtenues à chaque SNR, pour 1000 tirages par SNR. Ce critère correspond donc à 0.3 % de spectels dont le centroïde est obtenu avec une erreur plus grande que spécifié, soit 610 spectels par détecteur, ce qui est inférieur à la proportion attendue de pixels défectueux ce qui m'a conduit à l'utiliser. Le critère le plus exigeant est de 0.7 nm pour le VISNIR, et il faut ajouter une erreur instrumentale à cette mesure qui est l'incertitude du monochromateur donnée à 0.2 nm par son fabricant. Ainsi, en abaissant le critère à 0.5 nm un SNR de 8 semble suffisant pour atteindre les objectifs de l'étalonnage spectral : c'est la valeur 10 qui a finalement été retenue afin de conserver une marge par rapport aux modélisations.

Les niveaux de signal des sources proposées vues par MAJIS sont illustrés par la Figure 5.26 en traits pleins et avec l'ajout du flux thermique parasite des optiques du banc et de MAJIS en

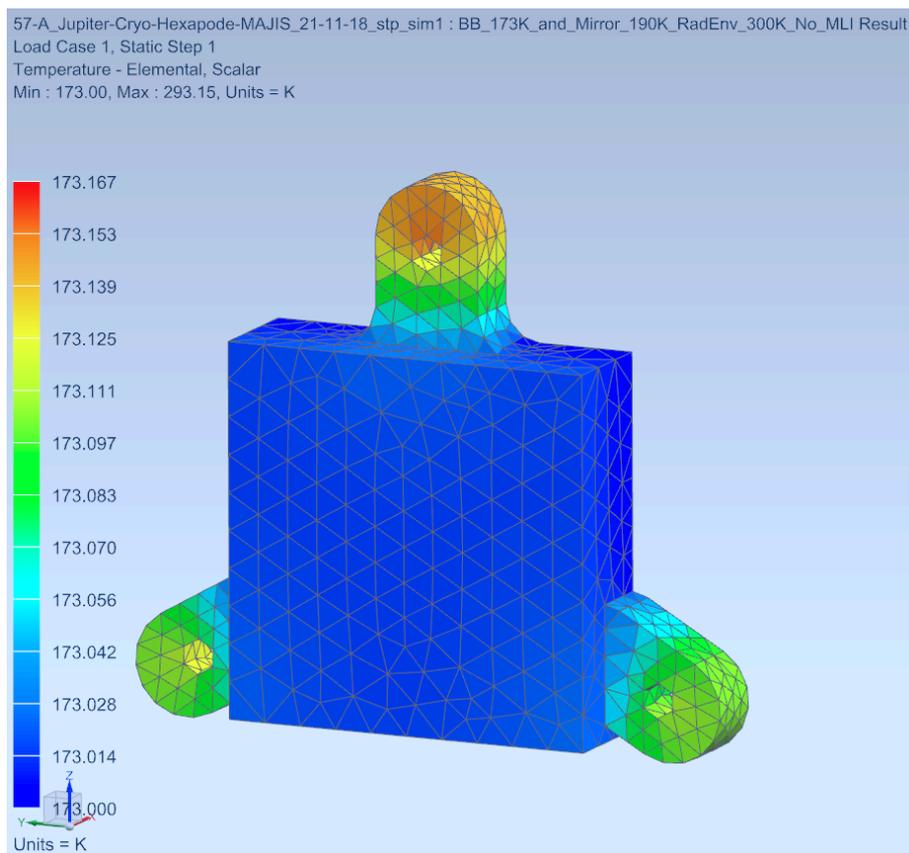


Fig. 5.24. : Modèle thermo-mécanique du corps noir source situé à l'intérieur de la cuve à vide avec sa régulation thermique : l'échelle de couleur code les inhomogénéités de température, on constate qu'elles sont inférieures à 0.1 K sur la surface émissive, ce qui correspond au besoin d'homogénéité spatiale comme vérifié dans le texte. *Figure réalisée par J.C. Le Clec'h*

pointillés. Les courbes verte et bleue correspondent au corps noir à 480 et 780°C respectivement, et la courbe rouge correspond à la lampe QTH de 100 W à 30 % de sa puissance maximum. Pour toutes ces sources, la réflectance du réseau 300 traits/mm à l'ordre 1 est utilisée et un échantillonnage spectral de 1.3 nm est utilisé dans l'IR, pour 0.7 nm dans le VISNIR, avec l'ouverture de fente correspondante. Le SNR associé à ces flux est quant à lui représenté en Figure 5.27 : le besoin d'un SNR de 10 est très largement dépassé presque partout, sauf aux longueurs d'onde correspondant à la jonction entre les deux voies spectrales de MAJIS c'est pourquoi je propose deux températures de corps noir dont une recouvre largement le VISNIR mais sature l'IR afin de garantir une bonne qualité de mesure dans cette gamme. De plus, ces SNR très élevés sont une précaution supplémentaire car les pertes de flux dans les monochromateur sont très difficiles à prévoir et à modéliser, les mesures de validation seront le seul garant fiable de la conformité avec les objectifs fixés pour cette voie, ce qui m'a incité à simuler des situations en large excès de flux.

Enfin, cette voie doit aussi permettre toutes les mesures de positionnement relatif de MAJIS et de la PSF spatiale : la réflectivité des réseaux à l'ordre 0 n'étant pas connue précisément et surtout la situation spectrale étant bien plus contraignante en terme de flux à cause de l'échantillonnage en longueur d'onde il ne s'est pas avéré nécessaire d'effectuer la même modélisation pour ces mesures spatiales. Les objectifs de mesure dans le domaine spatial sont pour la plupart atteints grâce à l'hexapode, dont on a déjà vu qu'il était capable de faire faire à l'instrument

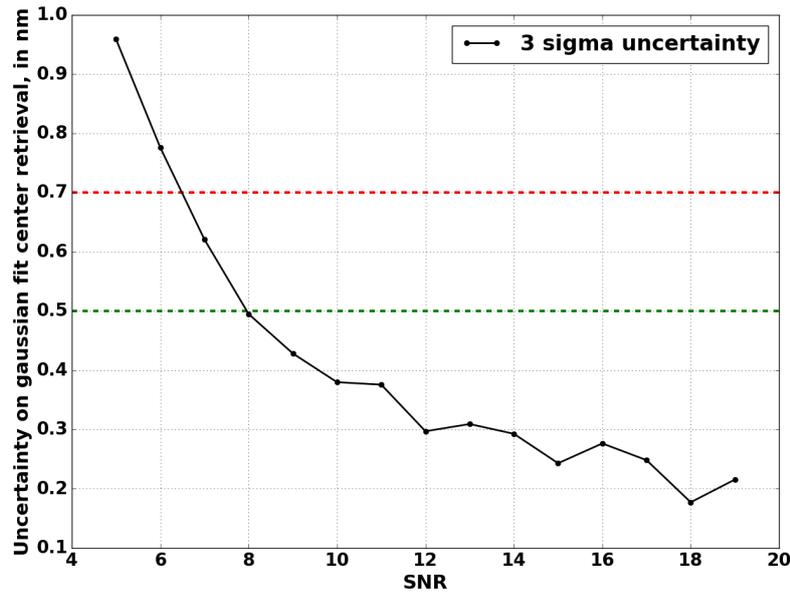


Fig. 5.25. : Erreur en longueur d'onde sur la détermination du centre de chaque spectel par ajustement gaussien en fonction du SNR, dans les conditions proposées de l'étalonnage spectral.

des déplacements fins avec une précision inférieure au cinquième de pixel requis. On peut noter enfin que la méthode d'obtention des caractéristiques de la PSF spatiale de MAJIS ne sera pas exactement la même que dans la direction spectrale, en effet la forme de la réponse attendue est un plateau avec des bords d'attaque quadratique d'après les étalonnages d'instruments similaires (Filacchione et al., 2017), l'ajustement sur les données sera donc à adapter en conséquence.

Nous allons voir dans la partie suivante pourquoi les mesures de lumière parasite et d'échantillons de référence ne sont pas considérées avec cette voie.

5.4.3. Nécessité d'une voie pour l'étalonnage de la lumière parasite

Le but de la modélisation de cette voie optique est de traduire les besoins en contraste de 5 ordres de grandeur en besoins en flux pour obtenir un SNR suffisant, et de prévoir les différentes configurations (en temps de pose et densités optiques essentiellement) à utiliser pour mesurer le facteur de lumière parasite selon son niveau, sans saturer. Pour cela, il est d'abord nécessaire d'évaluer le niveau de bruit attendu, pour en déduire le plus faible signal que l'on considérera comme aisément mesurable. Dans cette configuration optique, les sources de signal parasite à considérer sont : l'offset de lecture, le courant d'obscurité, l'émission thermique des optiques de MAJIS (régulées à 140 K) et l'émission thermique des optiques du banc d'étalonnage, avec 7 surfaces à prendre en compte. Le bruit (écart-type) généré par ces 4 contributeurs en 100 ms à la longueur d'onde la plus "polluée" (ie 3.35 μm), mesurés deux fois car une image sans source est toujours soustraite aux images avec source lors du traitement, est de 310 e-. Nous avons choisi un SNR de 10 comme objectif à toute longueur d'onde, ce qui implique un signal de 3100 e- pour être détecté à 100 ms avec un SNR supérieur à 10. Par précaution et pour anticiper les pertes de flux en conditions réelles par rapport à ma simulation, nous avons choisi un niveau de 5000 e-, c'est donc cette intensité de signal qui doit atteindre le détecteur dans le cas limite d'un contraste de 10^5 , ce qui requiert un signal non-atténué 10^5 fois plus important, si le même

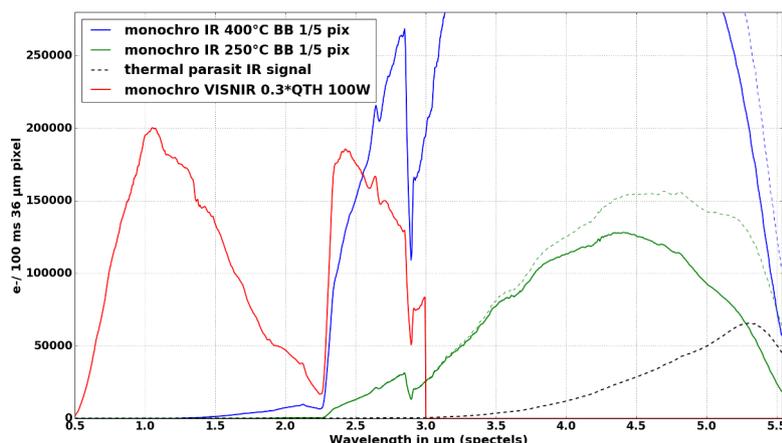


Fig. 5.26. : Flux attendus sur les détecteurs de MAJIS en fonction de la longueur d'onde dans les conditions proposées de l'étalonnage spectral.

temps de pose est conservé. En convertissant, avec le modèle instrumental et celui du banc, 10^5 fois ce signal en flux requis pour la source, on obtient le flux représenté en rouge à la Figure 5.28, dont la majorité des variations spectrales sont dues à la transmission de l'instrument. Le flux des deux sources envisagées pour remplir ce rôle est tracé sur le même graphique, d'après leurs données constructeurs, pour vérifier leur conformité avec le besoin.

La nécessité de cette voie supplémentaire apparaît surtout dans l'infrarouge, où le barreau de carbure de silice délivre une radiance bien supérieure à celle du corps noir à 1000°C prévu pour la voie spectrale et spatiale. Dans l'absolu, en utilisant une lampe QTH de 250 W et ce barreau de SiC comme sources du monochromateur, leur excès de flux pour la plupart des autres mesures spatiales et spectrales aurait pu être géré avec des densités et la totalité des mesures auraient pu être effectuées avec cette unique voie optique, mais la gestion de cette voie très polyvalente aurait été encore plus complexe. De plus, ces deux sources prévues pour la lumière parasite pourraient aussi servir à éclairer des échantillons de référence si leur utilisation est effectivement implémentée, or le placement de ces échantillons générera un encombrement qui n'aurait pas été envisageable sur la voie optique déjà très chargée du monochromateur.

Si ces 5000 e- pouvaient être intégrés en 10 s par exemple, le besoin sur la source serait bien moindre, mais c'est impossible dans le cas de MAJIS, car le détecteur serait saturé par les contributions parasites issues de ses propres optiques et de celles du bafflage froid de l'intérieur de la TVC. En effet, lorsque l'instrument ne pointera plus directement les sources pour évaluer les fuites de lumière en fonction de l'angle, il aura alors dans son champ de vue nominal le baffle refroidi de la cuve à vide qui le relie au hublot d'entrée. Ce baffle sera maintenu au maximum à 190 K mais il sera noirci pour diminuer les réflexions parasites ce qui lui conférera une forte émissivité. Cette contribution reste faible mais ajoutée au rayonnement à 140 K interne à l'instrument lui-même dont on a vu l'importance de l'impact, le détecteur sature en 600 ms à $5.3 \mu\text{m}$, avec le puits quantique considéré ici de 240 000 e-. La marge de manœuvre sur le temps de pose étant ainsi très réduite, nous avons choisi d'effectuer toutes les mesures de lumière parasite en 100 ms afin de simplifier les acquisitions et leur traitement.

Dans ces conditions, l'acquisition de référence dans le champ de vue se ferait alors avec un flux de $5 \cdot 10^8$ e- ce qui est bien au-delà de la saturation. Une densité appliquant un facteur 10^{-4} au flux des sources est donc nécessaire. Lors des mesures hors champ de vue, si la lumière parasite a un contraste de 10^{-5} comme attendu ou de 10^{-4} , la mesure sera possible sans saturation en l'absence

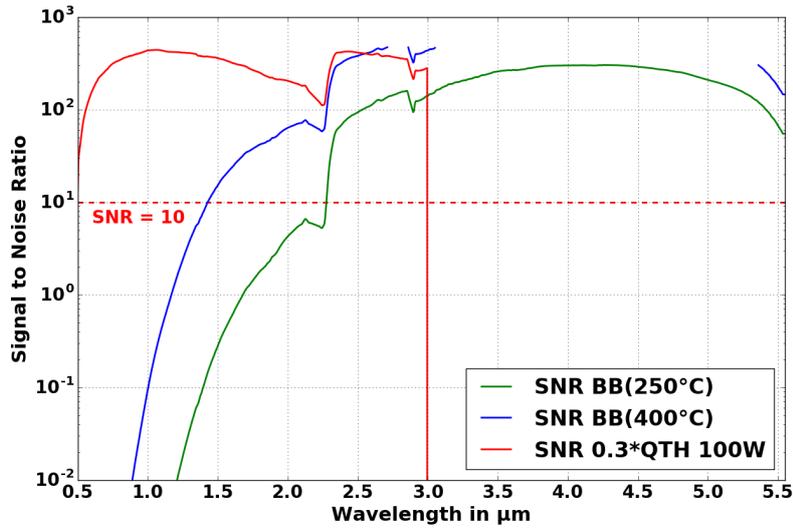


Fig. 5.27. : SNR attendu sur les détecteurs de MAJIS en fonction de la longueur d'onde dans les conditions proposées de l'étalonnage spectral.

de densité devant les sources. En revanche, si les fuites de lumière s'avéraient importantes et que des contrastes moins élevés étaient présents, d'autres densités doivent être prévues pour mesure le facteur exact de fuite, sans saturation. Le tableau 5.29 résume ces configurations et donne le niveau de signal attendu. Seule une fuite de lumière d'un facteur 0.1 ne serait pas quantifiable avec le dispositif proposé, mais elle serait toutefois détectée car le détecteur saturerait dans ce cas. Une telle situation ayant des conséquences graves pour l'utilisation de l'instrument en vol, l'absence de mesure précise ne serait pas préjudiciable puisque des actions palliatives sur l'instrument seraient alors à considérer avant de poursuivre les mesures.

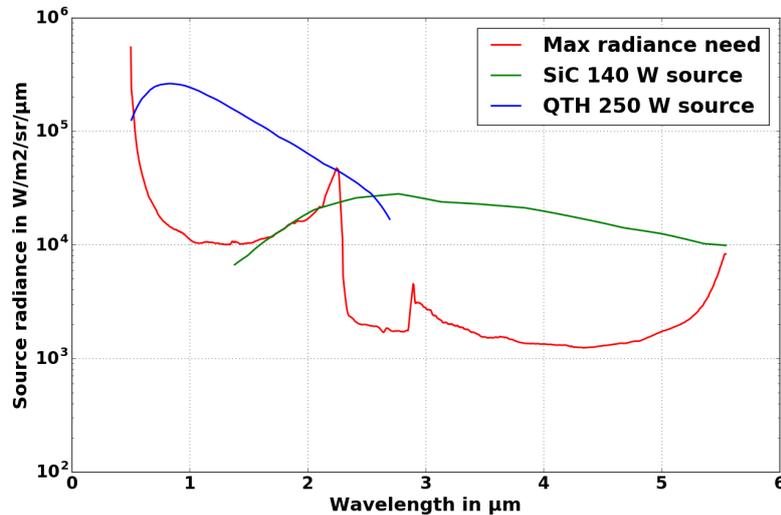


Fig. 5.28. : Radiance spectrale requise au minimum pour satisfaire les spécifications de mesure de lumière parasite (contraste de 10^5) en rouge, et radiance spectrale disponible avec les deux sources sélectionnées pour cette voie : QTH de 250 W en bleu et barre de SiC 140 W en vert.

Straylight factor	Integration time	Expected signal above parasites	Density to be used
10^{-5}	100 ms	5000 e-	None
10^{-4}	100 ms	50 000 e-	None
10^{-3}	100 ms	50 000 e-	10^{-1}
10^{-2}	100 ms	50 000 e-	10^{-2}
10^{-1}	100 ms	Saturation detected but not quantified	
In-Field	100 ms	50 000 e-	10^{-4}

Fig. 5.29. : Stratégie de mesure à appliquer en fonction du niveau de lumière parasite : ce niveau est indiqué dans la première colonne, la deuxième colonne donne le temps d'intégration des détecteurs, la troisième donne le signal modélisé correspondant au niveau de fuite de lumière dans le cas où la source suit exactement le besoin exprimé par la courbe rouge de la Figure 5.28, et enfin la quatrième donne la densité optique à utiliser devant les sources pour permettre la mesure considérée sans saturation.

5.5. Description détaillée des voies optiques retenues et de leur utilisation

5.5.1. Les voies d'étalonnage radiométrique absolu

La source choisie pour l'étalonnage radiométrique dans le domaine VISNIR est une lampe QTH 150 W éclairant une sphère intégrante en Spectralon de 30 cm de diamètre fournie par Labsphere. Un obturateur mécanique permet de faire varier la puissance lumineuse envoyée dans la sphère par la lampe sur 3 ordres de grandeur. Cette source permet d'éclairer le champ de MAJIS dans une gamme de longueur d'onde allant de 0.5 à 2.8 μm . La sphère comporte un port de sortie de 10 cm de diamètre et deux ports auxiliaires où des détecteurs étalonnés mesurent en permanence le flux effectivement rayonné dans la sphère et son éventuel écart à la consigne. Le port de sortie de la sphère illumine un miroir hors-axe motorisé, placé juste devant la sortie de sphère et qui focalise et dirige le faisceau directement vers la cuve à vide à travers son hublot qui se trouve à seulement 36 cm de ce miroir, formant une image occupant toute la dimension spatiale des détecteurs sur MAJIS. La motorisation du miroir permet de le rabattre lorsque les voies utilisant la totalité du banc optique sont utilisées car il se trouve sur le chemin optique du collimateur principal G1, puis de le déployer lorsqu'on souhaite utiliser la sphère intégrante. Ce montage, qui n'utilise donc pas les miroirs G3 et G1, minimise le chemin parcouru par la lumière à l'extérieur de la cuve et la colonne d'air rencontrée, permettant une meilleure stabilité et reproductibilité des mesures radiométriques. Il s'agit d'une précaution supplémentaire par rapport à la purge à l'azote sec qui concerne la totalité du caisson étanche ainsi que la sphère elle-même.

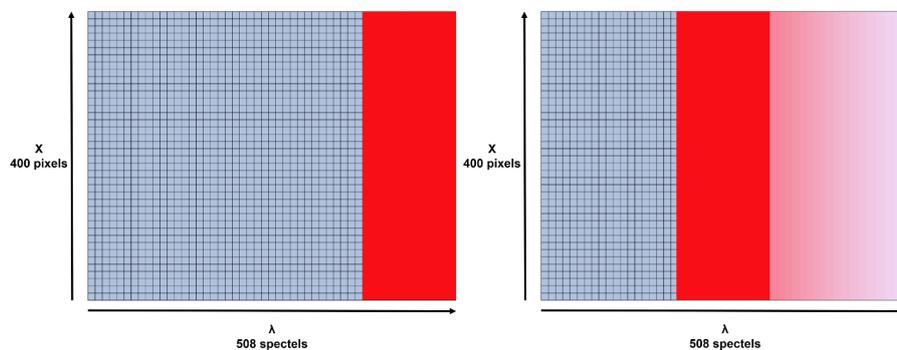


Fig. 5.30. : Schéma du type d'image attendue pour les mesures radiométriques absolues, avec la source corps noir : à gauche pour une température faible correspondant à des niveaux linéaires (rouge) entre 4 et 5.5 μm environ, et à droite pour une température plus élevée permettant l'étalonnage autour de 3 μm mais saturant le détecteur à plus grande longueur d'onde (partie plus blanche).

L'étalonnage radiométrique du domaine IR sera quant à lui assuré par un corps noir dans la TVC constitué d'une plaque de cuivre de 3 cm de côté traitée par un revêtement à très haute émissivité (le Fractal Black fourni par Acktar) reliée à une tresse thermique et entourée de chaufferettes électriques pour réguler sa température entre - 80°C et 80 °C ce qui fournira la gamme de flux requise avec une homogénéité spatiale de l'ordre de 0.1 K ce qui se traduit par des homogénéités en flux meilleures que le besoin de 1% d'écart-type. Ce flux est ensuite focalisé sur l'instrument par un miroir hors-axe refroidi placé lui aussi dans la TVC afin de mesurer l'ITF de MAJIS, la linéarité de sa réponse en temps d'intégration entre 100 ms et 1 s, et en flux entre la saturation (environ 240 ke-) et 10 % de celle-ci pour explorer les éventuelles dépendances spectrales, spatiales, dynamiques et électroniques (temps de pose et mode de lecture) de l'ITF.

Cette mesure permettra aussi de réaliser le Flat-Field de l'instrument car la source occupera la totalité du détecteur dans la direction spatiale. Le type d'image attendu, pour deux niveaux de flux différents, est représenté par le schéma de la Figure 5.30. Les chemins optiques qui viennent d'être décrits pour ces deux voies sont représentés schématiquement en Figure 5.31.

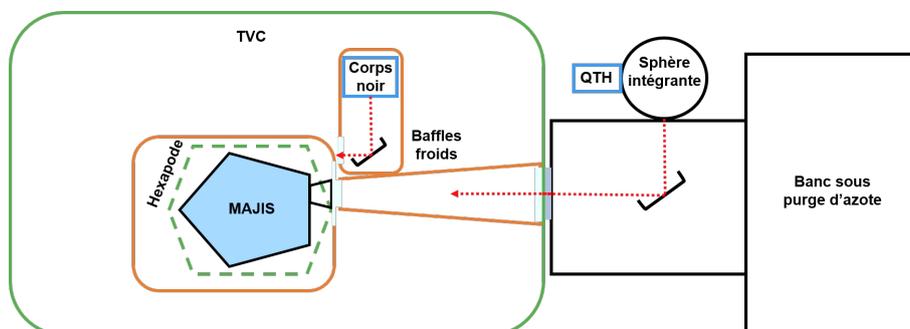


Fig. 5.31. : Schéma des voies optiques d'étalonnage radiométrique absolu de MAJIS.

Les acquisitions permettant cette mesure pourront se dérouler par séries de 10 images, acquises à 10 temps de pose différents pour vérifier la linéarité, dans 2 modes de lecture différents pour en vérifier l'effet sur l'ITF, et ce pour 10 niveaux de flux différents dans chaque gamme de longueurs d'onde pour en vérifier également la linéarité, soit 20 niveaux de flux en tout. Enfin, cette série de mesures devra être faite pour plusieurs positions d'hexapode, par exemple deux mosaïques (une par source) de 4 images, pour déconvoluer les résultats d'éventuelles inhomogénéités spatiales (mesure de Flat-Field). L'ensemble devra être répété à plusieurs températures d'instrument différentes, en effet le refroidissement de MAJIS étant passif par radiateurs il est très difficile de garantir la température effective de fonctionnement tout au long de la mission, c'est pourquoi des points de fonctionnement à 120, 130, 140 et 150 K sera testés. Je considère donc ici 4 répétitions de cette mesure, ce qui donne un temps total de mesure de 8.5 jours de 8h, évidemment fortement variable si par exemple seule une partie des mesures est répétée aux températures les plus extrêmes.

5.5.2. La voie d'étalonnage spectral et spatial

Deux sources seront utilisées sur cette voie, pour fournir du rayonnement d'intensité suffisante dans toute la gamme de longueur d'onde de MAJIS : une lampe QTH Newport de 100 W pour la gamme $0.5 - 2.5 \mu\text{m}$ et un corps noir CIsystems SR-200 32 pour la gamme $2.5 - 5.5 \mu\text{m}$. Un jeu de deux miroirs M1 et M2 focalise chacune de ces sources sur les fentes d'entrée du monochromateur Horiba iHR 550, d'une largeur variable de 0 à 3 mm et d'une hauteur de 12 mm. Un miroir plan escamotable permet de sélectionner l'entrée choisie, puis un miroir focalise le flux sur l'un des réseaux en réflexion de la tourelle motorisée qui en comporte 3, et enfin un autre miroir renvoie le flux vers la fente de sortie qui fait les mêmes dimensions que celle d'entrée. Ensuite, un hublot en CaF2 permet de faire passer la lumière dans le caisson optique qui doit être hermétiquement fermé pour permettre sa purge à l'azote sec durant tout l'étalonnage dans l'objectif d'atteindre moins de 1 % d'hygrométrie. Le chemin optique parcouru dans le monochromateur étant là aussi important, il sera purgé indépendamment avec ses propres entrées et sorties d'azote. À l'intérieur du caisson optique noir étanche, un miroir plan M3 envoie le faisceau issu du monochromateur vers le miroir plan rotatif G3 qui permettra de sélectionner la voie optique utilisée, puis le miroir plan G2 est incliné vers le haut afin de passer au-dessus du plan du marbre optique où se trouvent toutes les sources et renvoie ainsi le flux vers le collimateur G1 de 40 cm de diamètre qui se trouve surélevé pour être au niveau du hublot d'entrée de la cuve à vide Jupiter. Le collimateur envoie alors la lumière issue du monochromateur sous forme de faisceau parallèle vers le hublot

en CaF2 d'entrée dans la cuve et enfin MAJIS est placé en face du flux issu du collimateur par l'hexapode qui le supporte.

Cette voie d'étalonnage a la particularité d'avoir l'ouverture optique du flux lumineux reçu par MAJIS limité non par l'optique de l'instrument mais par celle du banc d'étalonnage, en l'occurrence le miroir collimateur G1. Ce qui modifie l'expression générale du modèle instrumental que nous utilisons jusqu'ici : il ne faut plus considérer la surface du miroir primaire de MAJIS et l'angle solide vu par un de ses pixels mais la surface d'un pixel et l'angle solide imposé par le miroir collimateur. Le chemin optique de cette voie est représenté schématiquement en Figure 5.32 pour illustrer la description précédente.

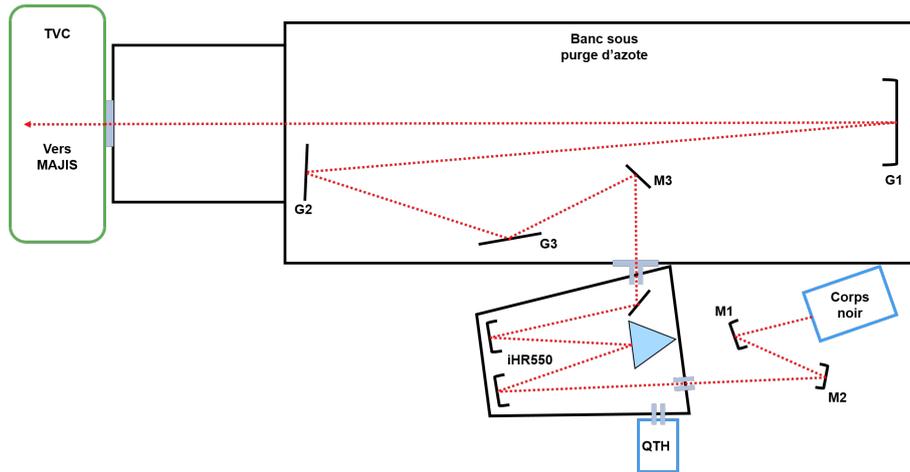


Fig. 5.32. : Schéma de la voie d'étalonnage spectral et spatial de MAJIS.

La voie optique utilisée pour fournir le signal VISNIR et IR de l'étalonnage spatial passe également par le monochromateur, mais en plaçant les réseaux à l'ordre 0 qui serviront alors de simples miroirs pour avoir la couverture spectrale la plus large possible en une seule acquisition. Dans la direction spatiale, la zone des détecteurs couverte en une seule image peut varier entre 1/20 de leur champ (400 pixels spatiaux) avec la fente dans la direction spatiale ouverte à son maximum de 12 mm et 1/5 des 36 μm de taille de pixel théorique de MAJIS avec la fente ouverte à 115 μm . Les déplacements de l'hexapode permettront de couvrir plusieurs zones spatiales des détecteurs où la PSF sera donc parfaitement connue, et elle sera interpolée pour les pixels restants afin de garder un temps total d'étalonnage raisonnable. Un schéma du type d'images acquises lors de telles mesures avec ces sources est proposé en Figure 5.33 : dans le cas spatial une large proportion des spectels sont illuminés et l'image de la source occupant 20 pixels spatiaux sera déplacée de façon à ce que ses deux bords parcourent chaque pixel par pas de 1/5. Dans le cas spectral, 20 pixels spatiaux sont illuminés également mais une seule colonne de spectels l'est, car la largeur spectrale de la source sera inférieure à l'échantillonnage spectral de MAJIS.

Avec cette voie, les stratégies de mesure qui seront implémentées pour atteindre les objectifs d'étalonnage sont les suivantes :

- Position de pointage : pour déterminer la direction relative de pointage du centre des détecteurs de MAJIS par rapport à un cube de référence optique placé à l'extérieur de l'instrument, une courte série d'images (3 par exemple) sera acquise avec chacune des deux sources d'OP1 réglée pour couvrir toute la gamme spectrale de chaque voie de MAJIS (ordre 0 du monochromateur), et avec la dimension spatiale maximale possible sur le détecteur c'est-à-dire 20 pixels. L'hexapode, dont la répétabilité sera le facteur limitant sur cette mesure de direction relative de pointage, fera donc un aller-retour du cube de référence à l'entrée de MAJIS par voie soit 4 positions, et 8 si l'on considère que la première

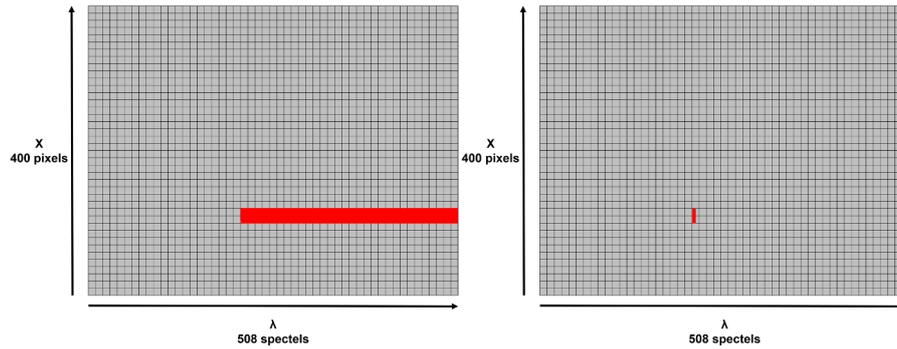


Fig. 5.33. : Schéma des images attendues pour les mesures de PSF spatiale à gauche et de PSF spectrale à droite, avec la source infrarouge. Ici le détecteur est représenté à l'échelle 1/10 ème, les spectels les plus à gauche correspondent à $2.25 \mu\text{m}$ de longueur d'onde et ceux les plus à droite à $5.54 \mu\text{m}$.

mesure ne sera pas parfaite et sera donc répétée au moins une fois. On obtient ainsi un temps de mesure d'environ 40 minutes.

- Co-alignement des deux voies : la vérification de l'alignement des deux voies optiques entre elles sera obtenue avec les mêmes données que le centrage de chaque voie, aucune acquisition supplémentaire n'est donc requise.
- Précision du miroir de scan : la vitesse de balayage du miroir de scan étant élevée (prévue au moins à $0.27^\circ/\text{s}$), le miroir pourra faire tourner le champ de vue d'un côté jusqu'à son maximum de 2° en 7 s. Les acquisitions pourront se faire à la fin des mesures de PSF spatiale, en dépointant le miroir de scan, puis un mouvement de 1/5 de pixel est effectué, et enfin l'hexapode compense ce mouvement pour ramener la direction de pointage face aux sources : si l'éclaircissement à l'issue de ce mouvement est identique à celui de départ la précision voulue sera atteinte. Le mouvement de 1/5 de pixel aura une durée négligeable, si on considère dix positions de miroir de scan de chaque côté de sa position centrale, 20 déplacements d'hexapode seront nécessaires soit une durée de mesure de 12 minutes environ.
- Champ de vue total : le champ de vue total de MAJIS (FOV) sera obtenu par sommation du champ de vue individuel de tous les pixels spatiaux (IFOV), mesuré pour la détermination de la fonction d'étalement de point spatiale.
- Fonction d'étalement de point spatiale : la mesure de la forme de la réponse spatiale de chaque pixel se fait par acquisition de 3 images par position de MAJIS, illuminé sur 20 pixels spatiaux par chacune des deux sources VISNIR et IR d'OP1 successivement, couvrant à elles deux la totalité de la voie spectrale correspondante car le monochromateur sera utilisé à l'ordre 0. Enfin, le bord franc de cette image de fente de 20 pixels sera déplacé sur la totalité des détecteurs par pas d'un cinquième de pixel, soit 2100 déplacements assurés par l'hexapode. Lorsque l'image de la fente entre puis ressort de chaque pixel les deux côtés de la fonction d'étalement de point sont mesurés. Ainsi, le temps nécessaire à cette mesure serait de 4.5 jours de 8h.
- Étalonnage spectral : Les données acquises lors de la mesure de la fonction d'étalement de point spectrale permettront aussi d'obtenir la correspondance entre chaque spectel et sa longueur d'onde centrale ainsi que sa largeur.
- Fonction d'étalement de point spectrale : la mesure de la forme de la réponse spectrale

de chaque pixel doit se faire avec un pas maximum plus petit que le cinquième de largeur spectrale théorique, soit 0.7 nm dans le VISNIR et 1.5 nm dans l'IR. Pour cela, des séries de 3 images à 100 ms seront acquises à 2540 positions spectrales, soit 5 fois le nombre total de spectels. Dans les faits, 4 niveaux de flux différents seront requis pour illuminer correctement toute la gamme spectrale, ce qui scindera le scan spectral du monochromateur en 4 avec une modification d'intensité de source entre chaque série. Enfin, une telle mesure couvre 20 pixels spatiaux sur 400 donc 20 repositionnements avec l'hexapode seraient nécessaires en répétant cette séquence de mesure à chaque position pour connaître la PSF spectrale de la totalité des pixels. Dans ce cas, un peu plus de 7 jours de 8 heures de mesures seraient requis, il est donc également envisagé de ne faire la mesure que sur certaines portions de détecteurs pour abaisser cette durée à 3.5 jours par exemple en couvrant seulement 200 pixels avec 10 positions d'hexapode.

Les durées des actions élémentaires utilisées pour le calcul des temps d'acquisition sont données et discutées dans la section 5.7.

5.5.3. La voie de mesure de la lumière parasite

L'objectif des mesures de cette voie dédiée est de vérifier que toute position ou longueur d'onde de source en dehors du champ de vue nominal génère une contribution relative inférieure d'au moins 5 ordres de grandeur au signal vu dans la fente. Si ce contraste de 10^5 n'est pas obtenu pour certaines positions ou longueurs d'onde, l'objectif sera de quantifier le contraste correspondant afin de pouvoir modéliser et soustraire cette contribution lors des observations en vol. Si une lumière parasite de très grande intensité est découverte en étalonnage, des actions palliatives sur l'instrument pourraient aussi être envisagées mais cette situation est à éviter à un stade de développement de l'instrument aussi avancé.

Pour remplir cet objectif, une source QTH Oriel 250 W et un barreau SiC Oriel 140 W avec son concentrateur constituent les deux sources, respectivement pour la gamme VISNIR et IR. Leurs flux sont chacun focalisés par une lentille convergente, avant de passer à travers une roue à filtres portant des densités neutres (de 10^1 à 10^4) et de diamètre limité afin de créer un objet d'une taille équivalente de quelques pixels (typiquement 10) sur MAJIS, puis un hublot en CaF₂ permet de passer à l'intérieur du caisson étanche noir purgé à l'azote sec. Ensuite, un miroir plan renvoie le faisceau vers le miroir plan motorisé G3 qui permet la sélection des voies optiques. La lumière suit enfin le même chemin que pour la voie spectrale et spatiale, en passant par le miroir plan G2, le collimateur G1 et enfin le hublot de la cuve à vide.

Ensuite, la source de lumière de taille limitée sera progressivement sortie du champ par les mouvements de l'hexapode, par pas de 0.5° , jusqu'à 10° de chaque côté du centre du champ et ce dans les deux directions par rapport à la fente d'entrée. Les positions de mesure envisagées sont représentées schématiquement par la Figure 5.34. Les mouvements du miroir de scan de 2° de chaque côté seront également explorés avec ce même pas et la lumière parasite de nouveau mesurée. Le flux éventuellement reçu dans l'instrument sera divisé par celui reçu lorsque la source est plein champ, ce qui fournira la mesure du contraste recherchée. Puisque l'objectif est de garantir un contraste supérieur à 10^5 , les sources devront délivrer un flux au moins 10^5 fois supérieur au flux minimum détectable avec un bon SNR lorsqu'elles sont observées hors du champ nominal. De légères modifications du temps de pose et surtout des densités optiques neutres permettront de diminuer ce flux pour rendre possible des mesures de contraste sans saturation si l'objectif de 10^5 n'est pas atteint pour tous les angles, ce qui est d'ailleurs attendu pour les très faibles écarts au champ nominal. Le type d'image attendu si du flux est effectivement détecté hors champ lors de ces mesures est illustré par le schéma de la Figure 5.35, avec des

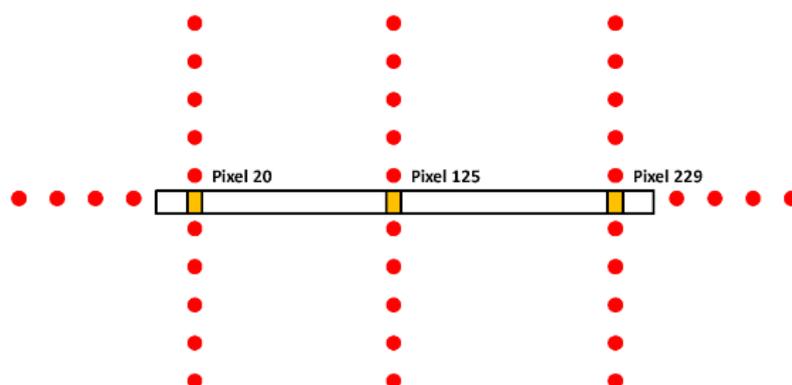


Fig. 5.34. : Positions du faisceau de lumière issu des sources en rouge, correspondantes aux déplacements de l'hexapode autour de la fente d'entrée représentée par le rectangle central. La lumière parasite est ainsi mesurée dans les deux directions par rapport à la fente, pour quelques pixels spatiaux représentés comme exemples par les carrés oranges.

variations spectrales possibles si le comportement des fuites de lumière est spectral. Le chemin optique correspondant à cette voie est représenté schématiquement en Figure 5.36.

Pour effectuer cette mesure, des séries de 5 images de 100 ms seront acquises à 4 positions perpendiculairement à la fente d'entrée de MAJIS et une fois le long de la fente. Le pas de mesure de 0.5° et l'excursion maximale hors champ de 12° de chaque côté de la fente imposent donc 240 positions de mesure différentes, et ce pour au minimum 2 niveaux de flux (champ et hors champ) par voie optique, ou plutôt 3 si l'on considère que les lumières parasites seront plus importantes que spécifiées pour les très petits angles d'excursion, soit en tout 6 niveaux de flux. La durée totale de ces mesures est calculée à 5h30 sous ces hypothèses.

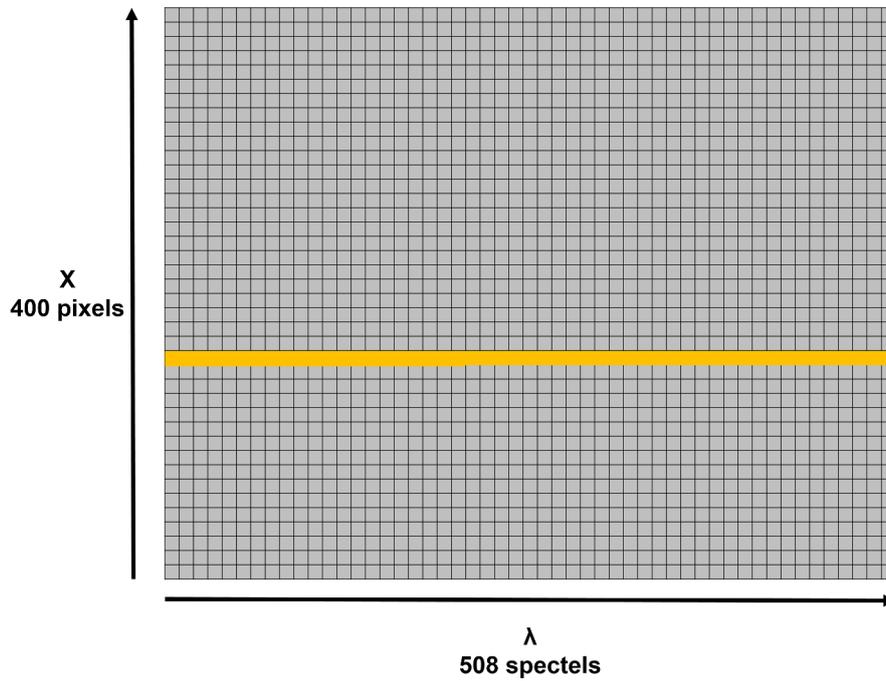


Fig. 5.35. : Schéma du type d'image attendue pour les mesures de lumière parasite, ici avec la source VISNIR. Le détecteur est de nouveau à l'échelle 1/10 ème, les spectels les plus à gauche correspondent à $0.5 \mu\text{m}$ de longueur d'onde et ceux les plus à droite à $2.35 \mu\text{m}$.

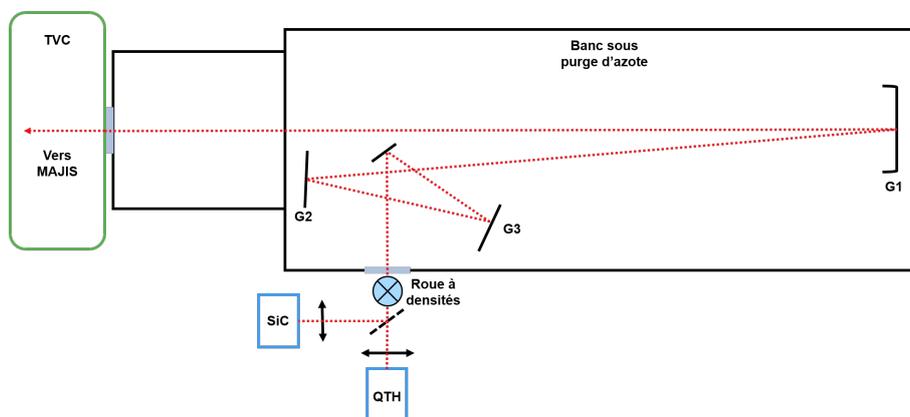


Fig. 5.36. : Schéma de la voie de mesure de la lumière parasite de MAJIS.

5.6. Protocoles de validation expérimentale des performances des voies et résultats préliminaires

5.6.1. Les voies d'étalonnage radiométrique absolu

La validation de ces deux voies doit permettre la vérification du niveau de flux absolu, et ce avec une grande précision pour que cette validation ne soit pas le facteur limitant dans le budget d'erreur de 20% au maximum sur la détermination absolue de l'ITF. L'homogénéité spatiale doit également être vérifiée puisque les mesures de champ plat seront également effectuées avec cette voie, et enfin ces deux paramètres doivent être stables dans le temps. Afin de vérifier ces aspects nous avons décidé d'utiliser un détecteur mono-pixel de type MCT étalonné dans l'infrarouge, placé dans son cryostat, et son équivalent dans le visible placé à côté. Il sera placé sur l'hexapode dans la cuve à vide, en l'absence de toute optique afin de limiter les sources d'erreur radiométrique. Le faisceau collimaté délivré par le miroir d'OP4 ou d'OP3 sera donc entièrement cartographié via les déplacements de l'hexapode, ce qui fournira les deux informations : celle d'homogénéité et celle de flux, par intégration sur une surface équivalente à celle du miroir de MAJIS. La voie optique elle-même n'étant pas implémentée au moment de la rédaction de ce manuscrit, ces mesures n'ont pas pu être réalisées.

5.6.2. La voie d'étalonnage spectral et spatial

Des mesures avec le détecteur PDA10JT-EC fourni par Thorlabs ont été menées afin de valider les performances et la modélisation de cette voie. Le détecteur, mis au foyer d'une lentille d'ouverture $F/D = 2$, a été placé à l'intérieur de la cuve à vide (ouverte) afin de mesurer l'effet du hublot d'entrée. Les paramètres à considérer pour ces mesures sont : l'efficacité du réseau utilisé dans le monochromateur (300 traits/mm ici), la radiance spectrale de la source corps noir utilisée, la réponse du détecteur et la transmission de la colonne d'air traversée puisque ces mesures préliminaires ont été effectuées sans purge à l'azote sec, dans la mesure où tous les éléments nécessaires pour assurer l'étanchéité de la totalité du chemin optique ne sont pas livrés au moment de ces mesures. Le schéma du montage optique réalisé, où ne figurent pas pour plus de clarté les miroirs plans qui permettent de diriger le faisceau, est représenté en Figure 5.37.

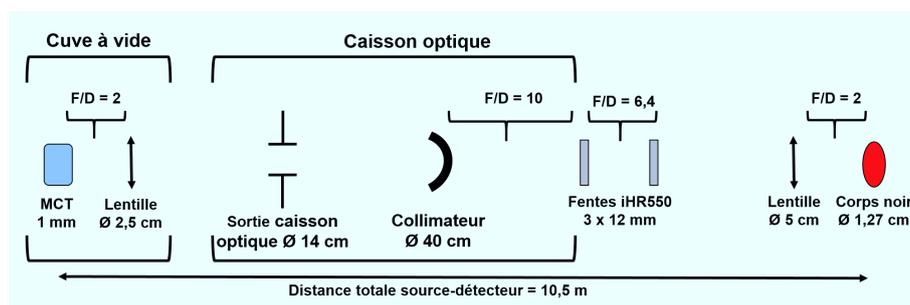


Fig. 5.37. : Schéma de principe optique du montage utilisé pour les premiers tests de la voie d'étalonnage spectral et spatial. Les miroirs plans ne sont pas représentés pour plus de clarté.

La comparaison entre ces mesures et ma modélisation du signal en sortie du détecteur utilisant les paramètres effectivement implémentés pour ce test est en Figure 5.38, où on constate l'impact important en perte de flux des défauts d'alignement et de mise au point optique : une première mesure en noir est inférieure d'un facteur 10 au modèle tandis qu'une mesure ultérieure, en rouge, montre une légère amélioration de l'accord avec les prédictions après ajustement des alignements.

D'un point de vue plus général, même si ces pertes ne sont pas totalement éliminées dans le dispositif final l'architecture reste tout de même validée suite à ces toutes premières mesures en conditions réelles car aucune des sources présentées plus haut n'a été poussée au maximum de ses capacités dans les simulations pour atteindre le SNR requis de 10 (100 étant d'ailleurs atteint dans la plupart des cas comme on l'a vu) : un facteur de perte inférieur à 10 entrerait donc dans les marges prévues. La différence de forme spectrale entre les mesures, qui ont leur maximum à $2.2 \mu\text{m}$, et le modèle, qui a son maximum à $4 \mu\text{m}$, provient certainement d'une différence dans la fonction de réponse du MCT qui ne possède pas son propre certificat d'étalonnage ce qui m'a obligé à utiliser une courbe de réponse typique pour le modèle.

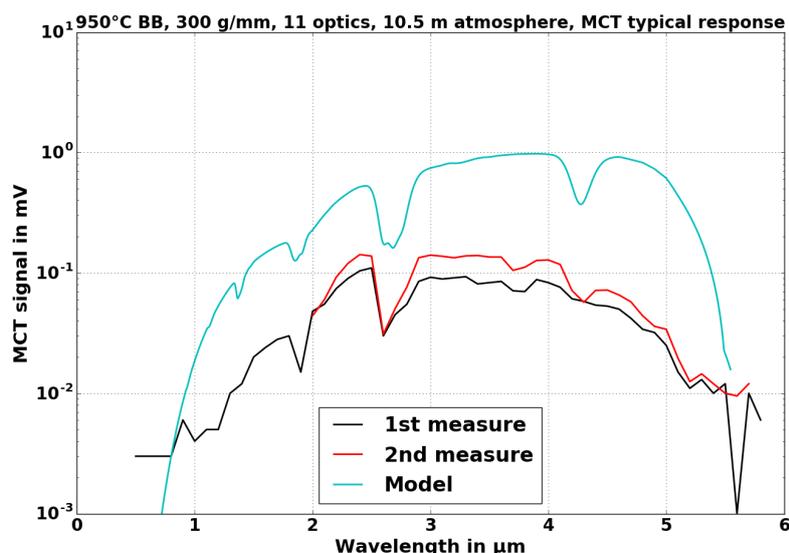


Fig. 5.38. : Comparaison entre le signal mesuré par le MCT avant alignement des optiques, en noir, après un premier alignement en rouge et le signal modélisé en bleu. Les fentes du monochromateur sont ici ouvertes à 3 mm et le détecteur est placé à l'intérieur de la cuve à vide. Le signal est choppé durant cette mesure, c'est-à-dire interrompu périodiquement pour permettre la détection synchrone du signal du MCT.

Pour vérifier la cohérence des modèles optiques et valider complètement cette voie, il faudra procéder aussi à d'autres mesures en déplaçant le détecteur, d'abord à la sortie du banc optique face au collimateur G1 puis avant G1 au plus près de la sortie du monochromateur. Toutes les transmissions seront alors connues.

5.6.3. La voie de mesure de la lumière parasite

Le point critique de cette mesure étant principalement la précision de pointage de l'hexapode pour assurer que la mesure de contraste est bien faite aux positions prévues, la validation la plus importante a déjà été faite par Symétrie, l'entreprise qui l'a étalonné début 2019 avec une masse simulant MAJIS, puis vérifiée à l'IAS en mesurant la répétabilité et la précision des déplacements demandés. Ces performances sont résumées dans le Tableau 5.10. Lors de la campagne de validation du dispositif d'étalonnage, les mesures restantes consisteront à vérifier le flux reçu des sources après le collimateur avec les détecteurs de référence, et à valider l'atténuation des densités utilisées, de nouveau par une simple mesure de flux après le collimateur. La taille, en pixels équivalents MAJIS, du faisceau lumineux devra également être vérifiée, cette fois en déplaçant les détecteurs de référence sur les tables de translation prévues à cet effet, toujours dans

un plan situé après le collimateur G1.

5.7. Vue d'ensemble du système d'étalonnage

La stratégie de mesure prévue pour la campagne d'étalonnage est globalement imposée par les besoins de l'étalonnage mais son déroulé exact et surtout la durée de chacune des étapes sont dépendants des choix d'architecture du dispositif comme on l'a vu plus haut. C'est pourquoi, une fois l'architecture approuvée, j'ai également proposé un plan d'étalonnage afin de détailler les étapes d'utilisation et d'en calculer la durée avant de confronter ce résultat au planning du projet. Les mesures prévues sont listées dans le tableau 5.39, avec pour chacune les paramètres du banc ou de l'instrument à faire varier, et la durée correspondante est calculée en fin de ligne. Ce tableau reflète les stratégies de mesure déjà évoquées en section 5.5.

La durée de modification du niveau de flux de 15 minutes est exagérée pour les lampes QTH car déterminée à partir du temps de stabilisation typique mesuré lors de tests préliminaire des températures de corps noirs, mais le temps d'acquisition des images est probablement sous-estimé à cause des durées d'échanges entre logiciels de l'instrument et du banc d'étalonnage qui sont très difficiles à prévoir à ce stade du développement. La durée de changement de position de l'hexapode de 30 s est une moyenne entre les très petits déplacements et les longs déplacements, et prend en compte des temps de communication entre logiciels également. Enfin, le temps de changement de température de l'instrument lui-même est essentiellement déterminé par l'inertie thermique et les performances du dispositif de refroidissement développé à l'intérieur de la cuve, les 30 minutes estimées ici proviennent de tests de ces performances. La durée d'une seconde pour passer d'une longueur d'onde à une autre avec le monochromateur est surestimée pour un scan de longueurs d'onde avec le même réseau, la même ouverture de fentes et le même filtre coupe-ordre, mais sous-estimée lors d'un changement de ces paramètres, j'ai donc considéré une moyenne.

La durée totale de mesure calculée à partir des hypothèses précédentes est de 22 journées de 8 heures, ce qui sera en-dessous de la réalité si des imprévus techniques sont rencontrés, mais convient à la durée d'étalonnage actuellement allouée à MAJIS par l'ESA qui est de 40 jours. Il est toutefois plus réaliste de considérer un budget de 30 jours pour les mesures, car environ 5 jours d'intégration et mise à température sont à prévoir à la réception et à la réexpédition de l'instrument.

Durée de l'étape (s)	1800	1		1	30	900	1	
Opération	# T instrument	# temps pose	# images	# modes lecture	# positions hexapode	# niveaux de flux	# longueurs d'onde	Temps total en h
Pointage	1	1	3	1	8	2	1	0,6
Co-alignement								Effectué avec le pointage
Précision miroir de scan	1	1	3	1	20	1	1	0,2
Champ de vue								Effectué avec la PSF spatiale
PSF spatiale	1	1	3	1	2100	2	1	39
PSF spectrale	1	1	3	1	10	4	1270	57,8
Etalonnage spectral								Effectué avec la PSF
Lumière parasite	1	1	5	1	240	6	1	5,5
Linéarité								Effectué avec l'ITF
ITF	4	10	10	2	8	20	1	68,2
TOTAL								171

Fig. 5.39. : Plan de mesures pour la campagne d'étalonnage et calcul de la durée d'opérations correspondante.

Enfin, le schéma complet du dispositif d'étalonnage en cours d'implémentation est représenté en Figure 5.40, tel qu'il a pu être défini à partir des objectifs à atteindre et des contraintes à respecter, via les modélisations.

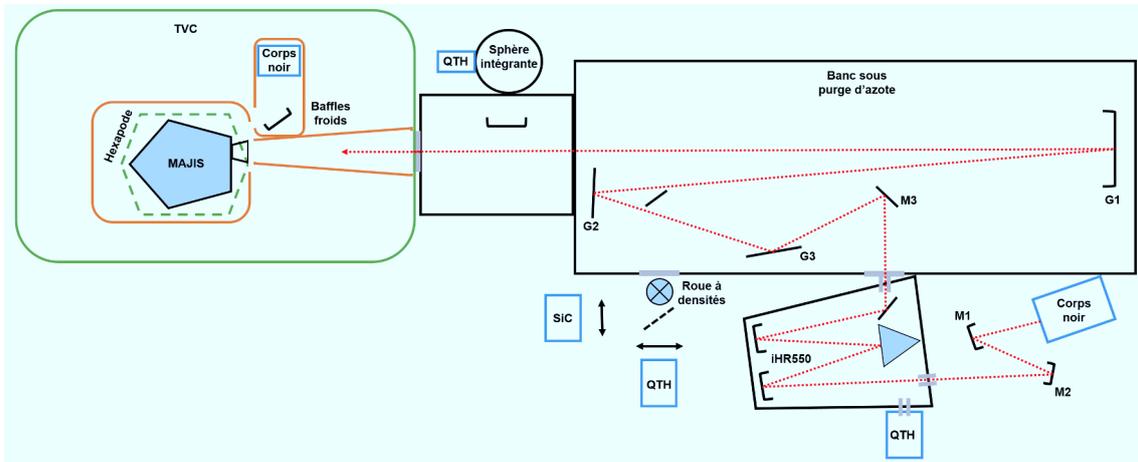


Fig. 5.40. : Schéma complet des voies optiques d'étalonnage de MAJIS avec leurs sources.

Conclusion et perspectives

Au cours de ce travail de thèse j'ai pu m'intéresser à de nombreux aspects de la vie d'un instrument spatial avant son lancement : depuis ses objectifs scientifiques jusqu'à son étalonnage en passant par la caractérisation de ses sous-systèmes.

Afin de définir précisément les objectifs scientifiques d'un tel instrument il est nécessaire de faire le bilan des missions d'exploration précédentes et des observations depuis le sol. Bien que les quatre satellites Galiléens soient connus depuis 1610 et les observations de Galilée, les anneaux de Jupiter n'ont par exemple été découverts qu'en 1979, en même temps que les premières observations des volcans d'Io. La composition exacte de l'atmosphère de Jupiter reste encore à déterminer puisque l'origine de toutes les couleurs de la planète visibles à l'œil n'est pas encore connue. Pour sonder cette atmosphère plus en profondeur, jusqu'à 10 bar de pression environ, les zones dites de point chaud seront observées. L'objectif principal de la mission JUICE, les satellites glacés et plus particulièrement Ganymède, renfermeraient un océan d'eau liquide sous leur surface de glace. Des traces d'interaction, en terme de composition ou de morphologie, entre la surface et ces océans seront recherchées. Les observations récentes d'aurores sur Ganymède ont également mis en lumière des interactions entre la magnétosphère de Jupiter et les exosphères de ces lunes dont la dynamique ne pourra être comprise que grâce aux observations répétées d'un orbiteur comme JUICE. Enfin, ce premier chapitre se conclut par un aperçu de la mission, de ses instruments et par une présentation détaillée de l'instrument spectro-imageur MAJIS, qui est au cœur de cette thèse, ainsi que des méthodes d'interprétation de ses données.

J'ai commencé ce travail de thèse par la prise en main de données hyperspectrales acquises dans l'infrarouge proche par l'instrument SPHERE sur le VLT de la surface d'Io afin d'en étudier la composition de surface. En effet, même si cette lune constitue un objectif secondaire pour MAJIS, les données sont de format identique à celles que fournira MAJIS et les échantillonnages spatiaux des deux instruments sont très similaires. Les outils nécessaires, en terme de traitement des données mais aussi de modélisation radiométrique d'une surface observée par un spectro-imageur, sont également très proches. La surface d'Io étant recouverte d'une couche quasi omniprésente de givre de dioxyde de soufre émis par les volcans, la détection directe par spectroscopie des minéraux silicatés qui sont supposés constituer la croûte de cette lune n'a pas été possible à ce jour. Pour autant, le givre devrait être sublimé à proximité immédiate des points chauds de la surface, ce qui a motivé mon exploitation de ces données pour rechercher des signatures de silicates dans ces zones. J'ai d'abord développé un modèle thermique de ces observations et de l'instrument SPHERE pour vérifier la détectabilité de l'émission thermique

des points chauds de la surface par rapport à la composante solaire réfléchiée, et j'ai comparé ce modèle à des études similaires dans la littérature. Puis j'ai traité les données de SPHERE en recherchant des critères spectraux caractéristiques des silicates de façon systématique puis avec une approche aveugle d'analyse en composantes principales. Ces données se sont avérées dégradées par l'absence de référence tellurique standard qui aurait permis la correction des absorptions de l'atmosphère terrestre et de très nombreux artefacts spectraux présents dans l'instrument. J'ai pu identifier ces derniers de façon systématique et en conclure qu'aucune détection recherchée n'était présente dans ces données, à la résolution spatiale (47 mas) et spectrale ($R = 50$) de l'instrument, ce qui contribue à affiner des limites de détection utiles lors des opérations de MAJIS.

J'ai ensuite travaillé sur l'implémentation et l'utilisation des bancs de caractérisation des détecteurs infrarouge de MAJIS : en effet ces derniers, en tant que systèmes critiques de l'instrument, doivent être parfaitement connus afin de définir correctement les étapes suivantes de test de l'instrument, ses séquences d'étalonnages et les stratégies d'acquisition à utiliser en vol. Dans ce but, j'ai participé à l'implémentation puis à la validation de deux bancs optiques pour lesquels j'ai défini et réalisé plusieurs campagnes de mesures permettant de caractériser les détecteurs de test à notre disposition de type Sofradir NGP, proches des détecteurs de vol Teledyne HIRG. J'ai ensuite traité les données issues de ces tests ce qui m'a permis de mesurer le niveau de référence, la proportion de pixels défectueux, le bruit de lecture, l'évolution du courant d'obscurité avec le temps d'intégration et la température du détecteur, la linéarité en flux des pixels, les inhomogénéités spatiales de réponse et l'efficacité quantique de ces détecteurs. Les résultats de ces études préliminaires ont permis de montrer que la plupart des mesures sont faisables avec la configuration de test la plus simple n'impliquant aucune optique, et que les performances de la source régulée en température se comportant comme un corps noir utilisée dans cette configuration sont très proches de la théorie. Ils ont aussi permis d'identifier des aspects importants de développement à mener avant la caractérisation des détecteurs de vol de MAJIS, notamment la fiabilité de la mesure de température du détecteur doit être améliorée. Les performances radiométriques du dispositif ne permettent pas encore la mesure de la valeur absolue de l'efficacité quantique, la fiabilité des mesures du détecteur MCT de référence doit être améliorée pour cela, notamment en le déplaçant.

Dans le cas de la mission JUICE, l'environnement radiatif rencontré est un point critique pour les performances des instruments à cause de l'intensité de la magnétosphère de Jupiter qui piège et accélère de nombreuses particules chargées issues du Soleil ou du volcanisme d'Io. Ces niveaux de radiation élevés rendent nécessaire la caractérisation de la réponse des plans focaux de l'instrument à ce type d'environnement. J'ai donc pu participer à quatre campagnes de mesures consistant à exposer les détecteurs candidats à des sources de photons γ , de protons et d'électrons permettant de simuler les flux rencontrés en vol pour ces particules. J'ai pu déduire de ces données que le courant d'obscurité et la population de pixels défectueux des détecteurs Sofradir NGP n'étaient pas affectés de manière significative par une dose de radiations γ de 93 krad ni par une exposition à 10^{10} protons/cm². En revanche, j'ai pu identifier une température de recuit trop élevée, à 80°C durant 168 h, suite aux tests d'exposition aux protons car le détecteur a vu sa population de pixels chauds augmenter significativement suite à cette étape au lieu de l'effet escompté de rémission des éventuels dégâts dus aux radiations. En outre, les résultats des tests d'exposition aux électrons m'ont permis de constater que les détecteurs de vol HIRG sont particulièrement sensibles à la diffusion d'énergie d'un électron incident dans un pixel aux pixels voisins puisque j'ai détecté en moyenne 2 pixels touchés par électron. J'ai également pu identifier une persistance temporelle d'une partie des charges générées lors du passage d'un électron particulièrement énergétique dans un pixel, d'environ 3 % de l'énergie déposée initialement et sur un intervalle de temps de 100 ms. Cet effet pourrait gêner la mise

en œuvre de l'algorithme de filtrage temporel de ce signal parasite dû aux électrons envisagé pour le traitement des images en vol, mais il s'est avéré possible de le supprimer complètement en modifiant les paramètres de lecture de ce détecteur ce qui nous a finalement confortés dans l'application de cet algorithme de filtrage temporel en vol.

Enfin, j'ai participé à la définition du dispositif d'étalonnage de l'instrument intégré, en reprenant les objectifs scientifiques à atteindre, les contraintes techniques et opérationnelles à respecter, pour trouver les compromis entre eux qui permettent de fixer des besoins d'étalonnage réalistes et conformes aux besoins de la mission. J'ai dû dans certains cas interpréter ces objectifs d'étalonnage et en déduire des conséquences techniques bien spécifiques, ce que j'ai fait à l'aide d'une modélisation radiométrique de l'instrument et de son environnement d'étalonnage. J'ai pu en déduire des contraintes pratiques fortes sur la réalisation du dispositif, notamment imposées par la gamme spectrale particulièrement large de l'instrument qui empêche de négliger les émissions thermiques de corps noir de la plupart des éléments du dispositif et qui rendent notamment nécessaire le placement de la source d'étalonnage radiométrique absolu de la réponse de MAJIS à l'intérieur de la cuve à vide afin de travailler en environnement uniformément refroidi. Ces modélisations ont aussi servi à sélectionner les sources d'étalonnage dont la plupart ont été approvisionnées auprès d'industriels et dont les spécifications devaient donc être connues avec précision. Une fois une architecture arrêtée j'en ai vérifié la conformité avec les objectifs en simulant les flux vus par MAJIS dans chaque condition de mesure et en les confrontant aux besoins en SNR, erreur absolue ou relative et précision spectrale ou spatiale. J'ai alors pu proposer des séquences d'acquisition réalistes utilisant ce dispositif et en évaluer la durée afin de vérifier la conformité avec les contraintes du projet. Enfin, j'ai pu participer à quelques unes des premières mesures de validation de ce dispositif lorsque certains de ses éléments ont commencé à être implémentés à la fin de ma thèse, ce qui m'a notamment permis de confirmer mon modèle en tant que description d'une situation certes idéalisée par rapport à la réalité mais tout de même fiable à condition de considérer des marges adéquates, ce que j'ai fait.

Ce travail est appelé à se poursuivre puisqu'il est le prélude à la réalisation de la campagne de caractérisation des détecteurs de vol de MAJIS et à la validation complète et l'utilisation du dispositif d'étalonnage de l'instrument, qui doivent avoir lieu dans l'année à venir. Sur le plus long terme, j'aimerais compléter de nombreux aspects de ce travail. Parmi ces perspectives que j'envisage, la compréhension de l'origine précise des différences de réponse aux radiations constatées sur deux détecteurs et des tests sur des modèles de détecteurs encore différents permettraient des développements technologiques qui faciliteraient ce type de missions à l'avenir. J'aimerais également poursuivre l'étude préparatoire des satellites galiléens avant l'arrivée de JUICE en 2030 dans le système jovien, par exemple à l'aide des données de la sonde Juno actuellement en orbite autour de Jupiter et dotée d'un spectro-imageur similaire, JIRAM, ou bien à l'aide de données acquises au sol avec d'autres instruments que SPHERE, comme CRIRES+. Dans ce même objectif, on a vu que le traitement des spectres acquis sur ces lunes glacées est difficile notamment à cause de l'impossibilité de modéliser complètement le comportement des espèces recherchées dans les conditions physiques adaptées : des mesures en laboratoire sur des échantillons de glaces et de minéraux préparés dans des conditions de température, de pression, et d'environnement radiatif représentatives aideraient donc à affiner ces analyses et à mieux préparer les observations de ce type de mission. Enfin, ce travail pourrait bénéficier à la préparation des missions à venir qui auront à travailler dans des conditions similaires telles que le projet Europa Clipper de la NASA ou le projet européen d'exploration des géantes glacées Uranus et Neptune.



Annexes

A.1	Liste des publications	211
A.1.1	Dans des revues à comité de lecture	211
A.1.2	Autres publications	211
A.2	Liste des communications en premier auteur dans des conférences internationales	212
A.3	Activités d'enseignement	213
A.4	Formations suivies durant la thèse	213
A.5	Autres activités effectuées durant la thèse	213

A.1. Liste des publications

A.1.1. Dans des revues à comité de lecture

- P. Guiot, M. Vincendon, J. Carter, Y. Langevin, A. Carapelle; Characterisation of transient signal induced in IR detector array by Jupiter high-energy electrons and implications for JUICE/MAJIS operability; *Planetary and Space Science* Soumis (2019); doi :unattributed
- A. Carapelle, D. Grodent, Y. Langevin, J. Carter, A. Arondel, M. Vincendon, P. Guiot et al.; New Low Electron Flux Facility in the 0-3.5 MeV range for the study of induced signal in JUICE instruments : UVS and MAJIS measurements; *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* Publié (2019); doi :<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2018.04.029>

A.1.2. Autres publications

- P. Guiot, M. Vincendon, J. Carter, A. Arondel, Y. Langevin, F. Poulet; TID and high-energy protons tests on IR HgCdTe CMOS detectors for Jovian environment; *SPIE Astronomical telescopes and instrumentation Proceedings 10709-24* Publié (2018)
- P. Guiot, J. Carter, Y. Langevin, D. Baklouti, M. Vincendon; Homing in on Io's non-icy minerals; *ESO Application for observing time*; Period 99 A (Septembre 2016)
- P. Guiot, J. Carter, Y. Langevin, D. Baklouti, M. Vincendon; Understanding Io's interior

- from dark spots composition measurements; *ESO Application for observing time*; Period 101 A (Septembre 2017)
- P. Guiot, J. Carter, Y. Langevin, D. Baklouti, M. Vincendon; Understanding Io's interior from dark spots composition measurements (resubmission); *ESO Application for observing time*; Period 103 A (Septembre 2018)
 - M. Vincendon, A. Arondel, P. Guiot; Sofradir detectors radiation testing report; *JUICE-IAS-MAJIS ESA Report*; Janvier 2017
 - L. Guérinet, P. Guiot; Characterization bench thermal tests; *JUICE-IAS-MAJIS ESA Report*; Février 2017
 - P. Guiot; IR-FPA characterization bench – Detector parameters measurability in configuration 1; *JUICE-IAS-MAJIS ESA Report*; Avril 2017
 - J. Carter, M. Vincendon, P. Guiot; MAJIS integrated instrument calibration requirements; *JUICE-IAS-MAJIS ESA Report*; Août 2017
 - B. Lecomte, P. Guiot; MAJIS calibration setup specifications – Jupiter TVC thermal requirements; *JUICE-IAS-MAJIS ESA Report*; Février 2018
 - B. Lecomte, P. Guiot; MAJIS calibration – optical setup design description (OGSE); *JUICE-IAS-MAJIS ESA Report*; Septembre 2018
 - P. Guiot, Y. Langevin; Electron tests on H1RG reject grade at CSL, Belgium, 5-6 June 2018; *JUICE-IAS-MAJIS ESA Report*; Octobre 2018
 - Cahier des Clauses Techniques Particulières (CCTP) pour l'achat d'une *Source uniforme VISNIR haute radiançe à base de sphère intégrante*; Émis en août 2018
 - Cahier des Clauses Techniques Particulières (CCTP) pour l'achat d'un *Monochromateur haute résolution spectrale en VISNIR et IR*; Émis en août 2018

A.2. Liste des communications en premier auteur dans des conférences internationales

- Searching for signatures of Io's silicate crust; *LPSC (mars 2017)* : Poster
- The MAJIS/JUICE instrument : assessing the origin, evolutionnary history and astrobiological potential of the Jovian satellites; *SF2A (juin 2017)* : Poster
- Radiation tests on Sofradir detectors; *MAJIS 4th Science Team meeting (novembre 2017)* : Oral
- TID and high energy protons tests on HgCdTe CMOS detectors for Jovian environment; *SPIE (juin 2018)* : Oral
- High-energy electrons impact on Sofradir NGP and Teledyne H1RG IR MCT arrays for JUICE/MAJIS instrument; *Radiation effects on optoelectronic detectors workshop (novembre 2018)* : Oral
- JUICE/MAJIS on-ground calibration : challenges and setup design; *EGU (avril 2019)* : Poster
- JUICE/MAJIS hyperspectral imager : instrument calibration requirements to fulfill science objectives; *EPSC-DPS (septembre 2019)* : Poster

A.3. Activités d'enseignement

J'ai pu bénéficier durant ma thèse d'une mission complémentaire d'enseignement au cours de laquelle j'ai effectué un service de 194 heures équivalent TD sur 3 ans :

- TP traitement de données astrophysiques M1 (42 h)
- TP observations astrophysiques M1 (32 h)
- TP Speckle M1 (48 h)
- TP Hyperfréquences L3 (42 h)
- Cours-TD Évolution des conceptions de l'Univers L1 (30 h)

A.4. Formations suivies durant la thèse

Dans le cadre de la formation doctorale de l'ED127, j'ai suivi les modules de formation suivants au cours de ma thèse :

- Histoire des sciences (15 h)
- Préparer l'après-thèse (30 h)
- Formation à l'éthique scientifique (4 h)
- Stage de détection du labex FOCUS à l'OHP (1 semaine)

A.5. Autres activités effectuées durant la thèse

- Représentant des doctorants de l'ED AAIF en 2017 et 2018
- Membre de la commission électorale de l'IAS en 2017 et 2018
- Encadrant d'un stage de L3 de 6 semaines en 2018

Bibliographie

- Adriani, A., Filacchione, G., Di Iorio, T., et al. 2017. JIRAM, the Jovian Infrared Auroral Mapper, *Space Science Reviews*, 213, 393
- Ajello, J. M., Aguilar, A., Mangina, R. S., et al. 2008. Middle UV to Near-IR Spectrum of Electron-Excited SO₂, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113, E03002
- Allen, D. R., Radebaugh, J., & Stephens, D. C. 2013. Temperature and Variability of Pillan, Wayland Patera, and Loki Patera on Io from Cassini ISS Data, *Icarus*, 226, 77
- Altieri, F., Filacchione, G., Capaccioni, F., et al. 2017. The Pre-Launch Characterization of SIMBIO-SYS/VIHI Imaging Spectrometer for the BepiColombo Mission to Mercury. II. Spectral Calibrations, *Review of Scientific Instruments*, 88, 094503
- Ammannito, E., Filacchione, G., Coradini, A., et al. 2006. On-Ground Characterization of Rosetta/VIRTIS-M. I. Spectral and Geometrical Calibrations, *Review of Scientific Instruments*, 77, 093109
- Anderson, J. D., Johnson, T. V., Schubert, G., et al. 2005. Amalthea's Density Is Less Than That of Water, *Science*, 308, 1291
- Astakhov, S. A., Burbanks, A. D., Wiggins, S., & Farrelly, D. 2003. Chaos-Assisted Capture of Irregular Moons, *Nature*, 423, 264
- Atreya, S. K., Mahaffy, P. R., Niemann, H. B., Wong, M. H., & Owen, T. C. 2003. Composition and Origin of the Atmosphere of Jupiter - an Update, and Implications for the Extrasolar Giant Planets, *Planetary and Space Science*, 51, 105
- Bagenal, F., Dowling, T. E., & McKinnon, W. B. 2004. Introduction (Jupiter), *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1, 1
- Barnard, E. E. 1892. Note on the Period of the Fifth Satellite of Jupiter, *The Astronomical Journal*, 12, 103
- Beletic, J. W., Blank, R., Gulbransen, D., et al. 2008. Teledyne Imaging Sensors : Infrared Imaging Technologies for Astronomy and Civil Space, in High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III, Vol. 7021, International Society for Optics and Photonics, 70210H

Bibliographie

- Bellucci, G., Altieri, F., Bibring, J., et al. 2006. OMEGA/Mars Express : Visual Channel Performances and Data Reduction Techniques, *Planetary and Space Science*, 54, 675
- Bonello, G., Pierre Bibring, J., Soufflot, A., et al. 2005. The Ground Calibration Setup of OMEGA and VIRTIS Experiments : Description and Performances, *Planetary and Space Science*, 53, 711
- Boubault, F. 1994, Thesis, Paris 6
- Brown, S., Janssen, M., Adumitroaie, V., et al. 2018. Prevalent Lightning Sferics at 600 Megahertz near Jupiter's Poles, *Nature*, 558, 87
- Canup, R. M. & Ward, W. R. 2002. Formation of the Galilean Satellites : Conditions of Accretion, *The Astronomical Journal*, 124, 3404
- Carlson, R., Smythe, W., Baines, K., et al. 1996. Near-Infrared Spectroscopy and Spectral Mapping of Jupiter and the Galilean Satellites : Results from Galileo's Initial Orbit, *Science*, 274, 385
- Carlson, R. W. 1999. A Tenuous Carbon Dioxide Atmosphere on Jupiter's Moon Callisto, *Science*, 283, 820
- Carlson, R. W., Kargel, J. S., Douté, S., Soderblom, L. A., & Dalton, J. B. 2007. Io's Surface Composition, *Io After Galileo : A New View of Jupiter's Volcanic Moon*, 193
- Chambers, J. E. 2009. Planetary Migration : What Does It Mean for Planet Formation ?, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37, 321
- Clark, R. N. 1999, in *Manual of Remote Sensing*, ed. A. N. Rencz, Vol. 3, New York : John Wiley and Sons, 3–58
- Claudi, R., Anselmi, U., Bruno, P., et al. 2012. The IFS of SPHERE : Integration and Laboratory Performances, in *Ground-Based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, Vol. 8446, 84468N
- Claudi, R. U., Turatto, M., Giro, E., et al. 2010. SPHERE IFS : The Spectro Differential Imager of the VLT for Exoplanets Search, in *Ground-Based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, Vol. 7735, 77350V
- Combe, J.-P., Singh, S., Johnson, K. E., et al. 2019. The Surface Composition of Ceres' Ezinu Quadrangle Analyzed by the Dawn Mission, *Icarus*, 318, 124
- Combes, M., Moroz, V. I., Crovisier, J., et al. 1988. The 2.5-12 Mm Spectrum of Comet Halley from the IKS-VEGA Experiment, *Icarus*, 76, 404
- Dalton, J. B., Cruikshank, D. P., Stephan, K., et al. 2010. Chemical Composition of Icy Satellite Surfaces, *Space Science Reviews*, 153, 113
- Dalton, J. B. & Pitman, K. M. 2012. Low Temperature Optical Constants of Some Hydrated Sulfates Relevant to Planetary Surfaces, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 117
- Dalton, J. B., Prieto-Ballesteros, O., Kargel, J. S., et al. 2005. Spectral Comparison of Heavily Hydrated Salts with Disrupted Terrains on Europa, *Icarus*, 177, 472
- Davies, A. G., Veeder, G. J., Matson, D. L., & Johnson, T. V. 2015. Map of Io's Volcanic Heat Flow, *Icarus*, 262, 67

- De Angelis, S., Carli, C., Tosi, F., et al. 2017. Temperature-Dependent VNIR Spectroscopy of Hydrated Mg-Sulfates, *Icarus*, 281, 444
- de Pater, I., Davies, A. G., & Marchis, F. 2016. Keck Observations of Eruptions on Io in 2003-2005, *Icarus*, 274, 284
- Débarbat, S. & Wilson, C. 1989. The Galilean Satellites of Jupiter from Galileo to Cassini, Römer and Bradley., in Planetary Astronomy from the Renaissance to the Rise of Astrophysics. Part A : Tycho Brahe to Newton, 144–157
- Desidera, S., Gratton, R., Claudi, R., et al. 2008. Calibration and Data Reduction for Planet Detection with SPHERE-IFS, in Ground-Based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, Vol. 7014, 70143M
- Divine, N. & Garrett, H. B. 1983. Charged Particle Distributions in Jupiter’s Magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 88, 6889
- Douté, S., Lopes, R., Kamp, L. W., et al. 2004. Geology and Activity around Volcanoes on Io from the Analysis of NIMS Spectral Images, *Icarus*, 169, 175
- Dunham, Jr., T. 1933. Note on the Spectra of Jupiter and Saturn, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 45, 42
- Encrenaz, T., Bibring, J.-P., & Blanc, M. 2004. The Solar System, *The solar system*
- Encrenaz, T., Drossart, P., Feuchtgruber, H., et al. 1999. The Atmospheric Composition and Structure of Jupiter and Saturn from ISO Observations : A Preliminary Review, *Planetary and Space Science*, 47, 1225
- Filacchione, G., Adriani, A., Mura, A., et al. 2019. Serendipitous Infrared Observations of Europa by Juno/JIRAM, *Icarus*, 328, 1
- Filacchione, G., Capaccioni, F., Altieri, F., et al. 2017. The Pre-Launch Characterization of SIMBIO-SYS/VIHI Imaging Spectrometer for the BepiColombo Mission to Mercury. I. Linearity, Radiometry, and Geometry Calibrations, *Review of Scientific Instruments*, 88, 094502
- Fletcher, L. N., Grasset, O., & Titov, D. 2013, JUICE Science Observation Scenarios, Tech. Rep. JUI-EST-SGS-TN-001, European Space Agency, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands
- Fortney, J. J., Glenzer, S. H., Koenig, M., et al. 2009. Frontiers of the Physics of Dense Plasmas and Planetary Interiors : Experiments, Theory, and Applications, *Physics of Plasmas*, 16, 041003
- Fröhlich, C. & Lean, J. 2004. Solar Radiative Output and Its Variability : Evidence and Mechanisms, *Astronomy and Astrophysics Review*, 12, 273
- Gehrels, T. 1976. The Results of the Imaging Photopolarimeter on Pioneers 10 and 11, *IAU Colloq. 30 : Jupiter : Studies of the Interior, Atmosphere here, Magnetosphere and Satellites*, 531
- Girard, J., Wahhaj, Z., Vigan, A., et al. 2016, SPHERE User Manual P97.1, Tech. Rep. PDM-ESO-254263, VLT-MAN-SPH-14690-0430, The European Southern Observatory (ESO), Garching, Germany
- Grasset, O., Dougherty, M. K., Coustenis, A., et al. 2013. JUICE : An ESA Mission to Orbit Ganymede and to Characterise the Jupiter System, *Planetary and Space Science*, 78, 1

Bibliographie

- Greisen, E. W., Calabretta, M. R., Valdes, F. G., & Allen, S. L. 2006. Representations of Spectral Coordinates in FITS, *Astronomy and Astrophysics*, 446, 747
- Guerri, I., Fabbri, A., Tommasi, L., et al. 2018. The Optical Design of the MAJIS Instrument on Board of the JUICE Mission, in *Optical Design and Engineering VII*, Vol. 10690, International Society for Optics and Photonics, 106901L
- Guillot, T. 2005. THE INTERIORS OF GIANT PLANETS : Models and Outstanding Questions, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 493
- Guillot, T., Stevenson, D. J., Hubbard, W. B., & Saumon, D. 2004. The Interior of Jupiter, *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1, 35
- Hanley, J., Dalton, J. B., Chevrier, V. F., Jamieson, C. S., & Barrows, R. S. 2014. Reflectance Spectra of Hydrated Chlorine Salts : The Effect of Temperature with Implications for Europa, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 119, 2370
- Hansen, G. B. & McCord, T. B. 2004. Amorphous and Crystalline Ice on the Galilean Satellites : A Balance between Thermal and Radiolytic Processes, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109, E01012
- Hapke, B. 2012, *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy*, Cambridge University Press
- Iess, L., Militzer, B., Kaspi, Y., et al. 2019. Measurement and Implications of Saturn's Gravity Field and Ring Mass, *Science*, 364, aat2965
- Ingersoll, A. P., Munch, G., Neugebauer, G., et al. 1975. Pioneer 11 Infrared Radiometer Experiment : The Global Heat Balance of Jupiter, *Science*, 188, 472
- Johansen, A., Mac Low, M.-M., Lacerda, P., & Bizzarro, M. 2015. Growth of Asteroids, Planetary Embryos, and Kuiper Belt Objects by Chondrule Accretion, *Science Advances*, 1, 1500109
- Jouglet, D. 2008, Thesis, Paris 11
- Joy, S. P., Kivelson, M. G., Walker, R. J., et al. 2002. Probabilistic Models of the Jovian Magnetopause and Bow Shock Locations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1309
- Khurana, K. K. 2001. Influence of Solar Wind on Jupiter's Magnetosphere Deduced from Currents in the Equatorial Plane, *Journal of Geophysical Research*, 106, 25999
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Russell, C. T., et al. 2000. Galileo Magnetometer Measurements : A Stronger Case for a Subsurface Ocean at Europa, *Science*, 289, 1340
- Kokaly, R. F., Clark, R. N., Swayze, G. A., et al. 2017, USGS Spectral Library Version 7, USGS Numbered Series 1035, U.S. Geological Survey, Reston, VA, iP-075936
- Kollmann, P., Roussos, E., Paranicas, C., et al. 2018. Electron Acceleration to MeV Energies at Jupiter and Saturn, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 123, 9110
- Leblanc, F., Potter, A. E., Killen, R. M., & Johnson, R. E. 2005. Origins of Europa Na Cloud and Torus, *Icarus*, 178, 367
- Lee, W. H. K. 1966. The Present State of Heat Flow Observations, *Bulletin of Volcanology*, 29, 313

- Lei, W., Antoszewski, J., & Faraone, L. 2015. Progress, Challenges, and Opportunities for HgCdTe Infrared Materials and Detectors, *Applied Physics Reviews*, 2, 041303
- Ligier, N. 2016. Etude des corps glacés du système solaire à travers deux cibles majeures de l'exploration spatiale : la comète 67P/C-G et le satellite Europe, *Thèse*
- Ligier, N., Poulet, F., Carter, J., Brunetto, R., & Gourgeot, F. 2016. VLT/SINFONI Observations of Europa : New Insights into the Surface Composition, *The Astronomical Journal*, 151, 163
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1986. On the Tidal Interaction between Protoplanets and the Protoplanetary Disk. III. Orbital Migration of Protoplanets, *The Astrophysical Journal*, 309, 846
- Lunine, J. I., Coradini, A., Gautier, D., Owen, T. C., & Wuchterl, G. 2004. The Origin of Jupiter, *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1, 19
- Luštica, A. 2011. CCD and CMOS Image Sensors in New HD Cameras, in Proceedings ELMAR-2011, IEEE, IEEE, 133–136
- Magnan, P. 2003. Detection of Visible Photons in CCD and CMOS : A Comparative View, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 504, 199
- Mallama, A. & Hilton, J. 2018. Computing Apparent Planetary Magnitudes for The Astronomical Almanac, *Astronomy and Computing*, 25, 10
- Manissadjian, A., Costa, P., Tribolet, P. M., & Destefanis, G. L. 1998. HgCdTe Performance for High Operating Temperatures, *Infrared Technology and Applications XXIV*, 3436, 150
- Martinez, P., Carpentier, E. A., & Kasper, M. 2010. The High Order Test Bench : Evaluating High Contrast Imaging Concepts for SPHERE and EPICS, *The ESO Messenger*, 10
- Masset, F. & Snellgrove, M. 2001. Reversing Type II Migration : Resonance Trapping of a Lighter Giant Protoplanet, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 320, L55
- Masset, F. S. & Papaloizou, J. C. B. 2003. Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters, *The Astrophysical Journal*, 588, 494
- Mastrapa, R. M., Bernstein, M. P., Sandford, S. A., et al. 2008. Optical Constants of Amorphous and Crystalline H₂O-Ice in the near Infrared from 1.1 to 2.6 Mm, *Icarus*, 197, 307
- McCord, T. B., Hansen, G. B., Clark, R. N., et al. 1998. Non-water-ice Constituents in the Surface Material of the Icy Galilean Satellites from the Galileo Near-infrared Mapping Spectrometer Investigation, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 103, 8603
- McCord, T. B., Hansen, G. B., & Hibbitts, C. A. 2001a. Hydrated Salt Minerals on Ganymede's Surface : Evidence of an Ocean Below, *Science*, 292, 1523
- McCord, T. B., Orlando, T. M., Teeter, G., et al. 2001b. Thermal and Radiation Stability of the Hydrated Salt Minerals Epsomite, Mirabilite, and Natron under Europa Environmental Conditions, *Journal of Geophysical Research*, 106, 3311
- McGrath, M. A., Lellouch, E., Strobel, D. F., Feldman, P. D., & Johnson, R. E. 2004. Satellite Atmospheres, *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1, 457

Bibliographie

- McKinnon, W. B. 2007. Formation and Early Evolution of Io, *Io After Galileo : A New View of Jupiter's Volcanic Moon*, 61
- Militzer, B., Hubbard, W. B., Vorberger, J., Tamblyn, I., & Bonev, S. A. 2008. A Massive Core in Jupiter Predicted from First-Principles Simulations, *The Astrophysical Journal*, 688, L45
- Miller, S., Aylward, A., & Millward, G. 2005. Giant Planet Ionospheres and Thermospheres : The Importance of Ion-Neutral Coupling, *Space Science Reviews*, 116, 319
- Milliken, R. E. & Mustard, J. F. 2007. Estimating the Water Content of Hydrated Minerals Using Reflectance Spectroscopy. II. Effects of Particle Size, *Icarus*, 189, 574
- Morbidelli, A. & Crida, A. 2007. The Dynamics of Jupiter and Saturn in the Gaseous Protoplanetary Disk, *Icarus*, 191, 158
- Moroz, L. V., Arnold, G., Korochantsev, A. V., & Wäsch, R. 1998. Natural Solid Bitumens as Possible Analogs for Cometary and Asteroid Organics :: 1. Reflectance Spectroscopy of Pure Bitumens, *Icarus*, 134, 253
- Mura, A., Adriani, A., Tosi, F., et al. 2019. Observations of Jupiter' Moon Io by Juno/JIRAM, *Lunar and Planetary Science Conference*, 2801
- Mustard, J. F. & Hays, J. E. 1997. Effects of Hyperfine Particles on Reflectance Spectra from 0.3 to 25 Mm, *Icarus*, 125, 145
- Nakamura, T. & Kurahashi, H. 1998. Collisional Probability of Periodic Comets with the Terrestrial Planets : An Invalid Case of Analytic Formulation, *The Astronomical Journal*, 115, 848
- Nash, D. B. & Johnson, T. V. 1979. Albedo Distribution on Io's Surface, *Icarus*, 38, 69
- Nellis, W. J., Holmes, N. C., Mitchell, A. C., Hamilton, D. C., & Nicol, M. 1997. Equation of State and Electrical Conductivity of "Synthetic Uranus," a Mixture of Water, Ammonia, and Isopropanol, at Shock Pressure up to 200 GPa (2 Mbar), *The Journal of Chemical Physics*, 107, 9096
- Nicholson, P. D., Hedman, M. M., Clark, R. N., et al. 2008. A Close Look at Saturn's Rings with Cassini VIMS, *Icarus*, 193, 182
- Ockert-Bell, M. E., Burns, J. A., Daubar, I. J., et al. 1999. The Structure of Jupiter's Ring System as Revealed by the Galileo Imaging Experiment, *Icarus*, 138, 188
- Ody, A. 2012, Thesis, Paris 11
- Pappalardo, R. T. 2010. Seeking Europa's Ocean, *Galileo's Medicean Moons : Their Impact on 400 Years of Discovery*, 269, 101
- Pasachoff, J. M. 2015. Simon Marius's Mundus Iovialis : 400th Anniversary in Galileo's Shadow, *Journal for the History of Astronomy*, 46, 218
- Peale, S. J., Cassen, P., & Reynolds, R. T. 1979. Melting of Io by Tidal Dissipation, *Science*, 203, 892
- Piquette, E., Edwall, D., Arnold, H., Chen, A., & Auyeung, J. 2008. Substrate-Removed HgCdTe-Based Focal-Plane Arrays for Short-Wavelength Infrared Astronomy, *Journal of Electronic Materials*, 37, 1396

- Poulet, F., Rodriguez-Ferreira, J., Arondel, A., et al. 2015. The Pre-Flight Calibration Setup of the Instrument SIMBIO-SYS Onboard the Mission BepiColombo, *Planetary and Space Science*, 117, 82
- Prinn, R. G. & Owen, T. 1976. Chemistry and Spectroscopy of the Jovian Atmosphere., *Jupiter*, 319
- Quick, L. C., Barnouin, O. S., Prockter, L. M., & Patterson, G. W. 2013. Constraints on the Detection of Cryovolcanic Plumes on Europa, *Planetary and Space Science*, 86, 1
- Rauscher, B. J., Stahle, C., Hill, R. J., et al. 2012. Commentary : JWST near-Infrared Detector Degradation— Finding the Problem, Fixing the Problem, and Moving Forward, *AIP Advances*, 2, 021901
- Richardson, J. D. & Schwadron, N. A. 2008. The Limits of Our Solar System, *The Solar System Beyond Neptune*, 443
- Romm, I., Lev, M., & Cukurel, B. 2016. Empirical Compensation of Reciprocity Failure and Integration Time Nonlinearity in a Mid-Wave Infrared Camera, *Measurement Science and Technology*, 27, 025005
- Rothman, L., Rinsland, C., Goldman, A., et al. 1998. THE HITRAN MOLECULAR SPECTROSCOPIC DATABASE AND HAWKS (HITRAN ATMOSPHERIC WORKSTATION) : 1996 EDITION, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60, 665
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 2004, *Radiative Processes in Astrophysics*, Physics Textbook, Weinheim : Wiley, oCLC : 255501661
- Sachs, A. 1974. Babylonian Observational Astronomy, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 276, 43
- Saur, J., Duling, S., Roth, L., et al. 2015. The Search for a Subsurface Ocean in Ganymede with Hubble Space Telescope Observations of Its Auroral Ovals, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 120, 1715
- Schenk, P., Hargitai, H., Wilson, R., McEwen, A., & Thomas, P. 2001. The Mountains of Io : Global and Geological Perspectives from Voyager and Galileo, *Journal of Geophysical Research*, 106, 33201
- Schneider, N. M. & Bagenal, F. 2007. Io's Neutral Clouds, Plasma Torus, and Magnetospheric Interaction, *Io After Galileo : A New View of Jupiter's Volcanic Moon*, 265
- Schubert, G., Anderson, J. D., Spohn, T., & McKinnon, W. B. 2004. Interior Composition, Structure and Dynamics of the Galilean Satellites, *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1, 281
- Schubert, G., Zhang, K., Kivelson, M. G., & Anderson, J. D. 1996. The Magnetic Field and Internal Structure of Ganymede, *Nature*, 384, 544
- Seiff, A., Kirk, D. B., Knight, T. C. D., et al. 1998. Thermal Structure of Jupiter's Atmosphere near the Edge of a 5-Mm Hot Spot in the North Equatorial Belt, *Journal of Geophysical Research*, 103, 22857
- Sheppard, S. S., Williams, G. V., Tholen, D. J., et al. 2018. New Jupiter Satellites and Moon-Moon Collisions, *Research Notes of the American Astronomical Society*, 2, 155

Bibliographie

- Shkuratov, Y., Starukhina, L., Hoffmann, H., & Arnold, G. 1999. A Model of Spectral Albedo of Particulate Surfaces : Implications for Optical Properties of the Moon, *Icarus*, 137, 235
- Sill, G. T. 1976. The Chemistry of the Jovian Cloud Colors, *IAU Colloq. 30 : Jupiter : Studies of the Interior, Atmosphere, Magnetosphere and Satellites*, 372
- Sloanaker, R. M. & Boland, J. W. 1961. Observations of Jupiter at a Wave Length of 10 CM., *The Astrophysical Journal*, 133, 649
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Johnson, T. V., et al. 1979. The Jupiter System Through the Eyes of Voyager 1, *Science*, 204, 951
- Smith, E. J., Wenzel, K.-P., & Page, D. E. 1992. Ulysses at Jupiter : An Overview of the Encounter, *Science*, 257, 1503
- Sotin, C. & Tobie, G. 2004. Internal Structure and Dynamics of the Large Icy Satellites, *Comptes Rendus Physique*, 5, 769
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012. Detection and Characterization of Exoplanets and Disks Using Projections on Karhunen-Loève Eigenimages, *The Astrophysical Journal*, 755, L28
- Spencer, J. R., Stern, S. A., Cheng, A. F., et al. 2007. Io Volcanism Seen by New Horizons : A Major Eruption of the Tvashtar Volcano, *Science*, 318, 240
- Spohn, T. & Schubert, G. 2003. Oceans in the Icy Galilean Satellites of Jupiter ?, *Icarus*, 161, 456
- Stone, E. C. & Lane, A. L. 1979. Voyager 2 Encounter with the Jovian System, *Science*, 206, 925
- SWT, J. 2014, JUICE Definition Study Report (Red Book), Tech. Rep. ESA/SRE(2014)1, European Space Agency, Garching, Germany
- Takato, N., Bus, S. J., Terada, H., Pyo, T.-S., & Kobayashi, N. 2004. Detection of a Deep 3-Mm Absorption Feature in the Spectrum of Amalthea (JV), *Science*, 306, 2224
- Taylor, F. W., Atreya, S. K., Encrenaz, T., et al. 2004. The Composition of the Atmosphere of Jupiter, *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1, 59
- Throop, H. B., Porco, C. C., West, R. A., et al. 2004. The Jovian Rings : New Results Derived from Cassini, Galileo, Voyager, and Earth-Based Observations, *Icarus*, 172, 59
- Tissot, J. L. 2002. Advanced IR Detector Technology Development at CEA/LETI, *Infrared Physics & Technology*, 43, 223
- Titov, D., Grasset, O., & Fletcher, L. 2013, JUICE Science Requirements Document, Tech. Rep. JUI-EST-SGS-RS-001, European Space Agency, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005. Origin of the Orbital Architecture of the Giant Planets of the Solar System, *Nature*, 435, 459
- Veeder, G. J., Davies, A. G., Matson, D. L., et al. 2015. Io : Heat Flow from Small Volcanic Features, *Icarus*, 245, 379
- Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., & Mandell, A. M. 2011. A Low Mass for Mars from Jupiter's Early Gas-Driven Migration, *Nature*, 475, 206

- Widenhorn, R., Blouke, M. M., Weber, A., Rest, A., & Bodegom, E. 2002. Temperature Dependence of Dark Current in a CCD, in *Electronic Imaging 2002*, ed. M. M. Blouke, J. Canosa, & N. Sampat, San Jose, CA, 193–201
- Wong, M. H., de Pater, I., Showalter, M. R., et al. 2006. Ground-Based near Infrared Spectroscopy of Jupiter's Ring and Moons, *Icarus*, 185, 403
- Zahnle, K., Schenk, P., Levison, H., & Dones, L. 2003. Cratering Rates in the Outer Solar System, *Icarus*, 163, 263
- Zharkov, V. N. & Trubitsyn, V. P. 1978, *Physics of Planetary Interiors*, Pachart Pub. House

Title : The MAJIS instrument: development of a hyperspectral imager for the Galilean moons

Keywords : JUICE-MAJIS, Jupiter, Galilean moons, calibration, hyperspectral imaging, infrared detectors

Abstract : The ESA JUICE mission will only be the third mission fully dedicated to exploring the Jupiter system, and the first with a specific focus on the icy Galilean moons that may harbor oceans of liquid water. Planned for launch in 2022 for a Jovian orbit insertion in late 2029, the probe will carry MAJIS among its 11 instruments, an imaging spectrometer operating from the visible to medium infrared wavelengths. This type of instrument provides very comprehensive data of the observed surface or atmosphere/exosphere: its high spatial resolution capability provides geomorphological information, such as the presence of craters or faults that mark the age and activity of the terrain, while for each pixel a spectrum is acquired. This spectrum, ranging from 0.5 to 5.5 μm , yields physical and chemical information on the region of interest, thus placed in its geomorphic context. The Institut d'Astrophysique Spatiale, my PhD host laboratory, has a legacy of development of such instruments, prominently OMEGA aboard the 2003 Mars Express probe, of which MAJIS is the latest and current project. In this context, my work's aim was to contribute to the definition and implementation of the instrument's calibration: to achieve that I first had to understand its scientific objectives and the resulting instrumental requirements, as well as mastering the characteristics of MAJIS subsystems. As part of that process, I analyzed recent data of Io acquired with SPHERE, an integral field spectrometer on the VLT, which possesses similarities with the expected data products of MAJIS. Though this satellite is a minor objective of the JUICE mission, I had to understand the instrument itself in order to reduce its data and the spectra analysis required the development of a photometric model of a surface observation which I confronted to the reality and to previous studies. The identification of many systematic biases in these data and the quantifica-

tion of its spatial and spectral detection limits allowed me to highlight the critical aspect in the upcoming calibration phase of MAJIS in order to get interpretable in-flight data. To reach this goal the knowledge of the subsystems of the instrument is also necessary because their behavior will condition the calibration scenario and all their parameters will not be measured again on this occasion. I have therefore characterized, using dedicated optical benches, the focal plane of the instrument and especially its HgCdTe CMOS infrared detector. I was able to measure its most common characteristics, such as its dark current, full-well capacity, quantum efficiency, persistence and readout noise. The knowledge of QE and full-well depth was incorporated into an end-to-end radiometric model of MAJIS, which I fed with the spectral radiance of different scientific targets, including modeled ionian surface flows. In turn, this allowed me to select sources and optical solutions suitable for calibration. Due to the intense radiation levels in the Jovian magnetosphere, the detector's resilience to radiations also needed to be studied. I was able to perform three test campaigns on control detectors with sources of electrons, protons and high energy photons, which allowed me to show the overall very good resilience of the focal plane to permanent damages and to validate the foreseen transient effects reduction algorithms. These three approaches required that I develop a complete photometric model of the instrument and of its calibration setup which I used to discuss its design and submit test sequences for the calibration campaign. I have worked with our laboratory engineers and industrialists to design then build the calibration setup with the light sources that will allow measurement of the spatial, spectral and radiometric responses of the instrument, required to interpret its data during the mission.

Titre : L'expérience MAJIS : développement d'un imageur spectral pour les lunes de Jupiter

Mots clés : JUICE-MAJIS, Jupiter, lunes galiléennes, étalonnage, spectro-imagerie, détecteurs infrarouge

Résumé : La mission JUICE de l'ESA sera la troisième mission d'exploration entièrement dédiée au système de Jupiter, et la première à se concentrer sur les lunes Galiléennes glacées susceptibles d'abriter des océans d'eau liquide. Prévue pour un lancement en 2022 et une insertion en orbite jovienne fin 2029, la sonde emportera parmi ses 11 instruments le spectro-imageur MAJIS. Les données d'un tel instrument comprennent une image à haute résolution spatiale de la zone étudiée et un spectre pour chacun des pixels de cette image. Ce spectre, dans la gamme allant de 0.5 à 5.5 μm , permet d'obtenir des informations physico-chimiques sur le contenu du pixel concerné. Le laboratoire où j'ai effectué mon travail de thèse, l'IAS, s'est vu confier la responsabilité de la réalisation de MAJIS. Dans ce contexte, l'objectif de mon travail était de contribuer à la définition et à l'implémentation de l'étalonnage de l'instrument : j'ai pour cela dû comprendre d'abord ses objectifs scientifiques et les exigences instrumentales qui en découlent, et maîtriser les caractéristiques des sous-systèmes qui composent MAJIS. J'ai tout d'abord traité les données de l'imageur intégral de champ de SPHERE, un instrument du VLT, qui avait observé la lune Galiléenne volcanique Io en 2014. Bien que ce satellite soit un objectif mineur de la mission JUICE, j'ai dû me confronter au fonctionnement de l'instrument pour en réduire les données et le traitement des spectres a requis le développement d'un modèle photométrique d'observation de la surface que j'ai pu confronter à la réalité et à d'autres études. L'identification de nombreux biais systématiques dans ces données et la quantification de ses limites de détection spatiales et spectrales m'ont permis de souligner l'aspect critique de la phase d'étalonnage de MAJIS pour que ses données soient exploitables. Avant cette étape toutefois, la connaissance des sous-systèmes qui vont constituer l'instrument est elle aussi nécessaire car certains de leurs paramètres

conditionneront le déroulement de cet étalonnage et ils ne pourront pas tous être mesurés à cette occasion. J'ai donc caractérisé, à l'aide des bancs optiques dédiés à l'IAS, le plan focal de l'instrument et surtout son détecteur CMOS infrarouge de type HgCdTe. J'ai pu mesurer ses caractéristiques les plus courantes, comme son courant d'obscurité, sa profondeur de puits, son efficacité quantique, son éventuelle persistance, son bruit de lecture et la linéarité de sa réponse. Dans le cas d'une mission vers Jupiter, un autre aspect des performances du détecteur doit être étudié en détail : sa résistance aux radiations, particulièrement intenses dans la magnétosphère jovienne. J'ai pu effectuer une série de tests sur des détecteurs témoins avec des sources d'électrons, de protons et de photons de hautes énergies, qui m'ont permis de montrer la très bonne résistance du plan focal aux dégâts permanents. Ces données ont aussi permis de caractériser expérimentalement le signal transient induit par un bombardement aux électrons, ce qui m'a permis de valider l'approche de filtrage de ce signal qui sera implémentée en vol. C'est enfin grâce aux résultats de ces trois approches et au développement d'un modèle photométrique complet de l'instrument et de son dispositif d'étalonnage, que j'ai pu discuter l'architecture de ce dernier et proposer des séquences de mesure pour la campagne d'étalonnage. J'ai donc travaillé avec les ingénieurs du laboratoire et des industriels pour réaliser ce dispositif d'étalonnage, sélectionner les sources de lumière qui permettront la mesure de la réponse spatiale, spectrale et radiométrique de l'instrument nécessaires à l'interprétation de ses données au cours de la mission. Au moment de la rédaction de ce manuscrit, le banc d'étalonnage était en cours d'assemblage et j'ai donc pu conclure ce travail par la confrontation de mon modèle aux résultats expérimentaux de validation de certaines voies optiques du dispositif d'étalonnage.

