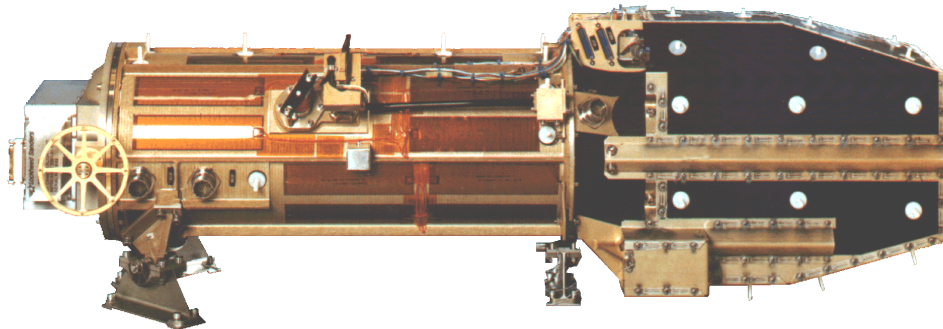


UNIVERSITE DE LIEGE

FACULTE DES SCIENCES APPLIQUEES



**Analyse des performances instrumentales
du télescope spatial EIT**



Année académique
1998-1999

Thèse présentée en vue de
l'obtention du grade de
Docteur en Sciences Appliquées
par
Jean Marc Defise

REMERCIEMENTS

C'est grâce au Dr. Claude Jamar, Directeur Général du Centre Spatial de Liège (CSL), que l'opportunité d'effectuer cette thèse m'a été offerte. Je lui adresse mes sincères remerciements. C'est à lui que je dois les bonnes conditions de travail qui m'ont permis de finaliser ce projet. Je lui suis également reconnaissant pour toutes les occasions qui m'ont été offertes de rencontrer et collaborer avec les spécialistes des observations solaires. Sans ces contacts privilégiés, ce travail n'aurait jamais été envisagé.

J'adresse mes remerciements au Dr. Pierre Rochus, Directeur des activités d'instrumentation spatiale du CSL et Chef de Projet responsable de l'ensemble du projet EIT. C'est au cours des 6 années de mise au point de l'instrument qu'il m'a donné cette envie d'en savoir plus sur cet instrument et d'analyser les problèmes rencontrés en profondeur. Sa disponibilité et ses remarques pertinentes qui ont jalonné ces travaux m'ont beaucoup aidé.

Ces recherches m'ont permis d'aborder de nombreux domaines que j'ai découverts grâce aux compétences individuelles de toutes les personnes qui ont contribué au projet EIT. Je les en remercie. Je tiens à citer en particulier le Dr. Jean-Pierre Delaboudinière et les opticiens du CSL qui m'ont donné bien des conseils lors de mes développements, en répondant à mes multiples requêtes.

Je voudrais rappeler que ce travail n'aurait jamais vu le jour sans la collaboration fructueuse des instituts internationaux du consortium EIT qui a permis de construire cet instrument qui fait régulièrement la une de la presse scientifique et la fierté des équipes qui l'ont élaboré.

Enfin, je tiens à souligner le support remarquable que l'équipe en place à l'EOF (Experiment Operation Facility - NASA GSFC) m'a toujours assuré, en répondant à toutes mes sollicitations et nombreuses questions sur la physique solaire. Je leur adresse une profonde reconnaissance pour cette aide et pour leur accueil lors de mes visites.

Je remercie les membres du jury pour l'attention qu'ils portent à ces travaux.

Cette thèse est basée sur les développements effectués dans le cadre des différents projets EIT financés par les Services Fédéraux des Affaires Scientifiques, Techniques et Culturelles (SSTC).

RESUME

Le télescope EIT est destiné à observer la couronne solaire dans le domaine de l'extrême ultraviolet (EUV). Installé sur la plate-forme SOHO, il a été lancé en décembre 1995, pour atteindre son orbite nominale 2 mois plus tard. Cette thèse est consacrée à l'étude du design et à la caractérisation de la réponse instrumentale de ce télescope, que nous avons suivi depuis sa conception jusqu'à ses trois premières années de mise en service.

La conception et les contraintes particulières liées à ce type d'instrument sont analysées en détail. L'imagerie dans le domaine EUV est un domaine assez récent, qui nécessite des techniques spécialement adaptées aux caractéristiques de la lumière et des matériaux à ces courtes longueurs d'onde. Nous y détaillons aussi les contraintes liées à l'environnement spatial, qui influencent directement le design instrumental.

Nous avons préalablement développé une méthodologie générale pour la conception et l'étalonnage d'un instrument scientifique spatial. Nous avons ainsi établi les bases nécessaires pour établir la fonction de transfert instrumentale. Dans la seconde partie de ce travail, cette méthodologie a été appliquée dans le cas particulier de l'instrument EIT pour construire un modèle de réponse de l'ensemble du télescope avec son détecteur. Nous avons élaboré ce modèle sur base des évaluations théoriques et des mesures obtenues lors de la mise au point de l'instrument. Cet outil constitue une référence de base pour l'exploitation scientifique des mesures de l'instrument.

Les observations en orbite témoignent de certains écarts par rapport au modèle de base. Nous avons mis en évidence des changements qui apparaissent en cours de mission. L'impact sur les fonctions de réponse est discuté, pour tenter d'en déduire les mises à jour nécessaires, ainsi que des recommandations sur l'utilisation de l'instrument.

Un second instrument EIT a été développé en parallèle, afin de fournir des mesures simultanées à partir d'un vol en fusée sonde. Les aspects particuliers de cette mission sont analysés pour permettre une mise à jour du modèle de réponse instrumentale. Les résultats obtenus sont discutés.

Ces études sont mises à profit pour en déduire des enseignements et des recommandations sur la conception de base de ce type d'instruments scientifiques, que les concepteurs n'ont habituellement pas l'opportunité de suivre en phase opérationnelle.

ABSTRACT

The EIT telescope has been developed to provide observations of the Solar corona in the extreme ultraviolet (EUV) wavelength range. Mounted on the SOHO platform, it was launched in December 1995, to reach its nominal orbit 2 months later. This thesis is devoted to the design study and the characterization of the instrumental response of the EIT telescope, that we followed from its design phase to the first three years of operations.

The design and the specific constraints of this type of instrument are analyzed in detail. The EUV imaging is a rather recent field, which requires special techniques adapted to the characteristics of light and materials in these short wavelengths. The space environmental constraints that dictate directly the instrumental design are also discussed.

Beforehand, we developed a general methodology for the design and the calibration of space scientific instruments. In this part, we defined the baseline to identify and characterize the instrumental transfer function. In the second part of this work, this methodology is applied in the specific case of the EIT instrument to build a theoretical model of the response of the whole telescope with its detector. We worked out this model on the basis of theoretical evaluations and measurements gathered during the development of the instrument. This tool constitutes a basic reference for the scientific exploitation of the instrumental observations.

The in-orbit observations show evidences of variations compared to the reference model. We highlighted changes which appear during the mission. The impact on the response functions is discussed. Whenever possible, we derive the necessary updates, as well as recommendations on the use of the instrument.

A second EIT instrument was developed in parallel, in order to provide simultaneous measurements for calibration update from a sounding rocket flight. The particular aspects of this mission are analyzed to bring an update of the instrumental response model. The results obtained with this sounding rocket mission are discussed.

Finally, lessons and recommendations studies for the design of this type of scientific instrument are deduced from these studies, using the opportunity we had to follow the in-orbit behavior of the response.

AVANT-PROPOS

Ce document est scindé en deux parties :

Dans la première, intitulée "Méthodologie pour la conception, l'étalonnage au sol et en vol d'un instrument scientifique spatial", nous présentons les bases méthodologiques générales destinées à établir et maintenir la connaissance de la fonction de transfert instrumentale.

La seconde partie, intitulée "Application au cas du télescope spatial EIT", est une application directe des enseignements généraux établis précédemment, à un instrument spatial observant le soleil. Cette partie se termine par des enseignements et une mise en perspective propres à ce type de mission spatiale.

**Méthodologie pour la conception, l'étalonnage au sol
et en vol d'un instrument scientifique spatial**

PARTIM 1

TABLE DES MATIERES

I	INTRODUCTION	3
II	ETAPES PRINCIPALES DU DÉVELOPPEMENT D'UN INSTRUMENT D'OBSERVATION	5
III	OBJECTIFS SCIENTIFIQUES ET SPÉCIFICATIONS TECHNIQUES	8
III.1	CAS GÉNÉRAL.....	8
III.2	CAS D'ÉTUDE : L'INSTRUMENT EIT	8
IV	CONCEPTION TECHNIQUE ET PERFORMANCES THEORIQUES	10
IV.1	SÉLECTION DE LA TECHNIQUE D'OBSERVATION	10
IV.2	SÉLECTION DE LA TECHNIQUE D'OBSERVATION : APPLICATION À L'INSTRUMENT EIT.....	11
IV.3	PERFORMANCE INSTRUMENTALE	12
IV.3.1	<i>La relation de calibration</i>	12
IV.3.2	<i>Fonctions de réponse</i>	14
IV.4	LA RELATION INSTRUMENTALE : APPLICATION À EIT.....	15
V	ETAPES DE CONCEPTION	17
V.1	CAS GÉNÉRAL.....	17
V.1.1	<i>Performance radiométrique</i>	17
V.1.2	<i>Performance d'imagerie</i>	18
V.1.3	<i>Plan d'étalonnage</i>	19
V.1.4	<i>Contamination</i>	20
V.2	APPLICATION À L'INSTRUMENT EIT.....	21
V.2.1	<i>Vérification théorique de la performance attendue</i>	21
V.2.2	<i>Éléments critiques dans la chaîne de réponse instrumentale</i>	22
V.2.3	<i>Plan d'étalonnage d'EIT</i>	23
V.2.4	<i>Impact d'une éventuelle contamination</i>	24
VI	ETAPES DE RÉALISATION ET D'ÉTALONNAGE	27
VI.1	CAS GÉNÉRAL.....	27
VI.2	APPLICATION À EIT	27
VII	SUIVI DE L'INSTRUMENT EN ORBITE	31
VII.1	CAS GÉNÉRAL.....	31
VII.2	APPLICATION À EIT	32
VII.2.1	<i>Introduction</i>	32
VII.2.2	<i>Étalonnage de l'instrument en orbite</i>	32
VII.2.3	<i>Variations de la réponse</i>	33
VII.2.4	<i>Étalonnage en vol</i>	35
VII.2.5	<i>Mise à jour des fonctions de réponse instrumentales</i>	39
VIII	APPORTS PERSONNELS	40
VIII.1	CONCEPTION ET MISE AU POINT DE L'INSTRUMENT EIT-SOHO	40
VIII.2	SUIVI ET ÉTUDE DE LA RÉPONSE DE L'INSTRUMENT EN ORBITE	40
VIII.3	MISE AU POINT ET EXPLOITATION DE LA MISSION FUSÉE SONDE EIT-CALROC	41
IX	CONCLUSIONS	42
IX.1	CONCLUSIONS GÉNÉRALES	42
IX.2	ENSEIGNEMENTS ET PERSPECTIVES.....	44
X	RÉFÉRENCES	47

I INTRODUCTION

Les instruments scientifiques spatiaux sont le plus souvent utilisés pour fournir aux utilisateurs des mesures de rayonnement électromagnétique émis par des sources lointaines, pour observer des phénomènes généralement invisibles depuis le sol. L'espace permet ainsi l'accès à des observations impossibles à réaliser depuis le sol en raison

- des fenêtres d'absorption atmosphérique qui limitent les plages spectrales (fig. 1);
- de la diffusion produite par l'atmosphère qui empêche les observations diurnes et qui génère un fond lumineux nocturne ;
- de la turbulence qui perturbe les systèmes imageurs en dégradant leur qualité image (seeing);
- de l'émission thermique présente le jour et la nuit, qui perturbe l'observation infrarouge (day and night glow);
- du cycle jour-nuit pour les observations solaires et stellaires (étoiles variables).

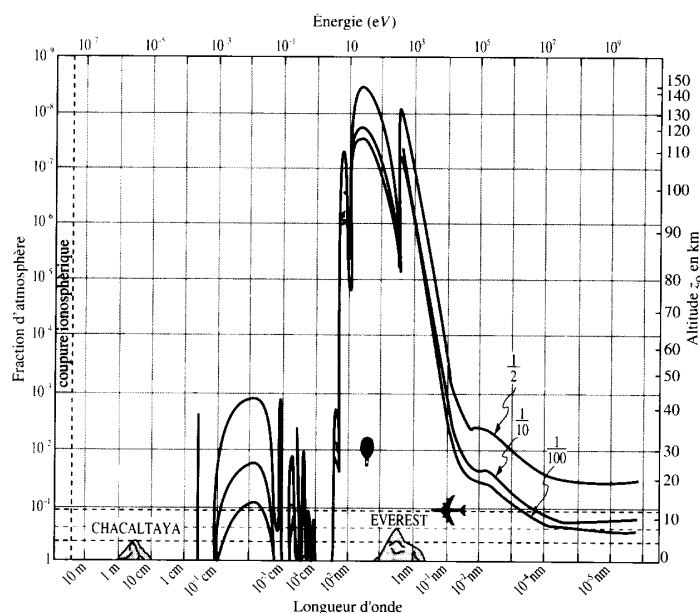


Figure 1: Illustration des fenêtres d'absorption atmosphérique, ces courbes indiquent l'altitude terrestre correspondant à une atténuation atmosphérique de 1/2, 1/10 et 1/100 du rayonnement incident reçu suivant la verticale [1]

Une fois placé sur l'orbite qui correspond aux conditions d'observation voulues, l'instrument est en permanence soumis à un environnement très spécifique, produit

- par l'absence de gravité
- par les conditions de vide spatial,
- par l'absence de transfert de chaleur par convection,
- par l'importance majoritaire des transferts d'énergie par rayonnement,
- par des conditions limites thermiques extrêmes, comme la température de puits de 5 K de l'espace froid et le flux solaire moyen de 1370 W/m² au voisinage de la terre.

Ces différents facteurs conduisent à développer des analyses et des techniques particulières pour la mise au point de tels types d'instruments. Le coût important d'une mise sur orbite, la disponibilité réduite des ressources en vol (masse, puissance, encombrement et télémetrie) et l'absence de maintenance possible justifient amplement les efforts d'optimisation mis en œuvre à ce niveau.

Avec les contraintes de planning liées aux lanceurs spatiaux et l'organisation d'équipes pluridisciplinaires, ce sont les raisons pour lesquelles on utilise des schémas de développement propres aux projets spatiaux.

Entre la mise au point au sol et le début des opérations en orbite d'une expérience spatiale, les performances instrumentales peuvent varier profondément en raison des différentes conditions rencontrées lors des essais en laboratoire, au cours des différents transports, pendant les étapes de préparation au lancement, lors du lancement lui-même et de la mise à poste. Une fois en opération, l'instrument fournit ses mesures et est soumis à de nouvelles contraintes liées à l'environnement spatial prolongé et au cumul des observations. Ces différents facteurs peuvent générer des variations importantes de la réponse du système, dont la référence a été établie lors des essais d'étalonnage en laboratoire. L'exploitation rigoureuse des observations transmises au sol par la télémétrie requiert la mise à jour de la fonction de réponse globale de l'instrument.

Dans ce travail de synthèse, c'est la relation entre mise au point technique et établissement de la fonction de réponse instrumentale qui est discutée. A partir des enseignements déduits de notre expérience sur EIT-SOHO et EIT-Calroc, nous présentons dans ce document, une méthodologie générale applicable à la mise au point d'un instrument spatial d'observation solaire.

II ETAPES PRINCIPALES DU DEVELOPPEMENT D'UN INSTRUMENT D'OBSERVATION

Un instrument doit remplir des fonctions spécifiques propres à ses objectifs scientifiques. Partant de ces objectifs, il faut traduire son fonctionnement en termes de spécifications techniques, qui vont définir comment l'information doit être collectée.

A partir de ces spécifications de base, l'étape de conception consiste à définir les différentes techniques à adopter pour collecter, imager, filtrer, détecter et coder le rayonnement étudié. En pratique, les objectifs scientifiques sont basés sur le niveau de performance attendu des technologies disponibles pour l'observation. Il existe donc à ce niveau une interaction entre scientifiques et ingénieurs chargés de la mise au point.

La mise au point technique se fait après une analyse de la performance instrumentale attendue des choix et des éléments réalisés. La collection d'énergie électromagnétique est associée à la technique d'observation choisie qui filtrera inmanquablement l'information. Ce filtre est à la base des performances de l'instrument, il s'applique dans des domaines très variés:

- évolution temporelle et durées d'exposition,
- plages spectrales particulières,
- sélection de la polarisation,
- imagerie spatiale,
- champ de vue,
- télémétrie et effets de la compression du signal transmis, ...

L'objet de ce travail est l'analyse de la performance instrumentale. Il consiste à identifier la relation qui relie ces 2 quantités : rayonnement électromagnétique présent au point d'observation et information délivrée par l'instrument (fig. 2). Les effets de la propagation entre la source et le point d'observation ne feront pas partie de notre étude, ils sont supposés être pris en compte par les scientifiques qui étudient la source et qui ont défini le point d'observation. La transmission de la mesure de l'instrument à l'utilisateur au sol peut également affecter le signal, en fonction de la qualité de la télémétrie et des techniques de compression de données utilisées. Ces problèmes particuliers ne seront pas abordés dans notre discussion.

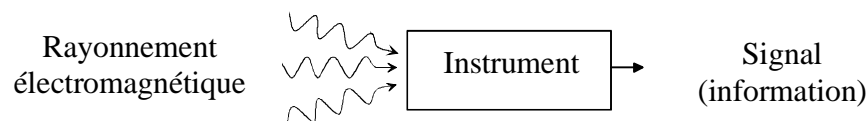


Figure 2: L'instrument d'observation est le maillon principal de la fonction de transfert entre le rayonnement électromagnétique incident au point d'observation et le signal délivré à l'utilisateur au sol

Le filtrage inhérent aux techniques d'instrumentation implique que seule une fraction de l'énergie électromagnétique présente au point d'observation sera collectée, pour être convertie en une information délivrée à l'utilisateur. Il est donc primordial d'établir la relation instrumentale, qui doit permettre

- l'identification des paramètres impliqués dans la fonction de transfert,
- l'étude de la sensibilité des différents sous-systèmes sur la réponse globale,

- l'étude de la sensibilité globale du système,
- l'exploitation scientifique des informations retransmises au sol.

En figure 3, nous rappelons le schéma type de l'organisation de la mise au point d'un instrument scientifique spatial qui a une structure plutôt linéaire, dans laquelle les activités se succèdent. L'expérience acquise dans notre étude de l'instrument EIT nous a permis d'établir un schéma modifié (fig. 4), dans lequel des interactions importantes relient les étapes de la mise au point technique avec celles de la détermination des performances. Elles font l'objet de ce travail et seront abordées en détail. La méthodologie proposée ici se limite aux aspects mise au point technique générale et étude des performances. Nous l'avons bien entendu étendue aux autres aspects particuliers de la conception : mécanique, dynamique, propreté, thermique, ...

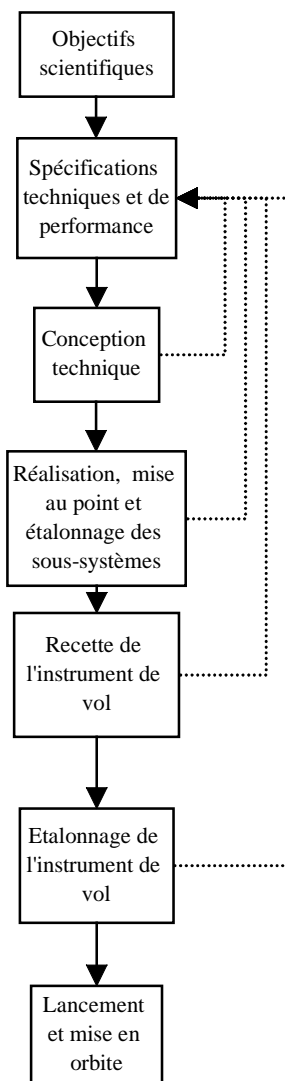


Figure 3: Schéma-type de mise au point d'un instrument

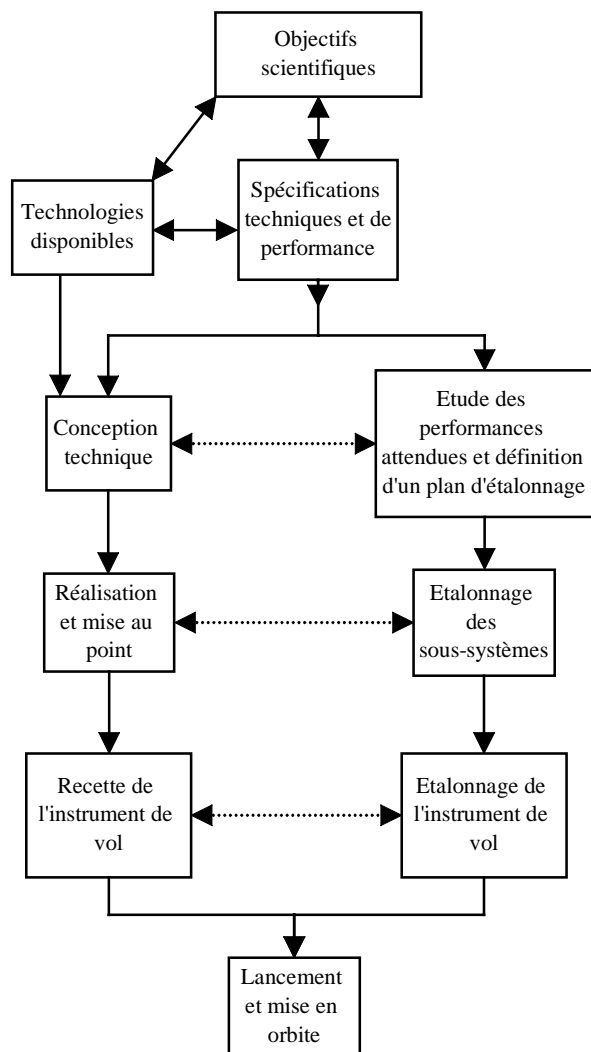


Figure 4: Schéma amélioré de mise au point d'un instrument

Une fois en orbite, le suivi de l'évolution des performances est primordial à plusieurs points de vue :

- premières phases dans l'espace et erreurs à ne pas commettre ;
- réception en vol de l'instrument ;

- identification et caractérisation du vieillissement de l'instrument ;
- mise à jour des fonctions de réponse pour une exploitation scientifique valable des informations retransmises ;
- impact du vieillissement sur la gestion des opérations pour maintenir un instrument opérationnel jusqu'en fin de mission.

Ce suivi doit mettre en évidence des mises en garde et des lignes de conduites pour la mise au point des instruments futurs qui seront soumis à des conditions similaires.

Le vieillissement regroupe les différentes modifications qui vont dégrader progressivement l'instrument. Il a pour conséquence des modifications de la réponse de certains sous-systèmes, provoquées par de multiples facteurs, à court terme ou à long terme :

- les interactions de l'instrument avec les flux électromagnétiques et particulières (rayons cosmiques, vent solaire, variations du champ magnétique, ...) ;
- les effets des différents types de radiations rencontrés en orbite, qui peuvent provoquer des dégradations progressives dans les systèmes optiques (opacification des lentilles) et dans les détecteurs (baisse de l'efficacité de détection) ;
- les contraintes thermiques (contraintes thermomécaniques, cyclages thermiques, ...) ;
- les modifications des propriétés thermo-optiques des surfaces extérieures qui peuvent affecter l'état thermique des différents composants et modifier leur réponse ou les alignements optiques ;
- les effets dus à la contamination des surfaces participant à la collection du rayonnement utile ;

Cette étape est généralement peu suivie dans les projets spatiaux, ou prise en charge par des équipes non impliquées lors de la conception. Nous montrerons dans ce travail que le suivi de l'évolution d'un instrument en orbite s'avère être une étape primordiale tant au niveau de l'exploitation et de la gestion des observations, qu'au niveau des enseignements qui peuvent en être tirés pour la mise au point de projets futurs.

III OBJECTIFS SCIENTIFIQUES ET SPECIFICATIONS TECHNIQUES

III.1 Cas général

Les objectifs scientifiques d'un instrument d'observation doivent définir les caractéristiques des phénomènes à observer. Dans le cas général d'un instrument à la fois imageur et doté de possibilités de mesure radiométrique, ces objectifs doivent définir

- *la quantité d'énergie à mesurer*, qui dépend de la source, du point d'observation, de la propagation de l'énergie de la source au point d'observation, et du champ de vue ;
- *la qualité de l'observation à réaliser*, qui caractérise la résolution spatiale des images (qualité image et champ de vue), la résolution spectrale (fenêtres spectrales d'observation), la résolution temporelle (durée et fréquence des observations), l'analyse de la polarisation, le bruit de la mesure et la sensibilité instrumentale.

C'est à partir de ces données essentielles que l'étape de la conception est basée. Les contraintes propres au satellite et au lanceur viendront s'ajouter à ces paramètres et devront être prises en compte lors du choix des techniques d'observation.

III.2 Cas d'étude : l'instrument EIT

L'instrument EIT (Extreme-UV Imaging Telescope) était destiné à être monté sur le satellite d'observation solaire SOHO. Mis en orbite autour du point de Lagrange L_1 , cet observatoire [2] est pointé en permanence vers le soleil, loin de toute influence de la terre (ni éclipses, ni effets de la magnétosphère).

Les objectifs scientifiques primaires d'EIT sont l'étude de la dynamique et de l'évolution des structures coronales solaires sur de larges échelles temporelles, spatiales et sur de larges plages de température [3]. C'est sur base de l'observation des émissions de 3 raies coronales du fer (de Fe IX, XII et XV) et de celle de l'hélium ionisé (He II) que les recherches scientifiques seront basées. Pour couvrir l'observation des structures coronales à ces longueurs d'onde, il est nécessaire de disposer d'un champ de vue couvrant au moins le disque solaire, qui représente un angle de 32 arcmin vu du point de Lagrange L_1 . En combinant ce champ avec la précision de pointage de 5 arcmin spécifiée au début du projet pour le satellite, le champ de vue d'EIT a été fixé à 45 x 45 arcmin.

Les objectifs scientifiques peuvent être traduits en termes des spécifications instrumentales suivantes :

Quantité d'énergie à mesurer

- L'irradiance résultant de l'émission de la raie He II ($\lambda=30,4$ nm) n'atteint que 10^{-4} W/m² en L_1 , elle est jusqu'à 20 fois inférieure à celle de la raie Fe XV ($\lambda=28,4$ nm). Ces valeurs sont très variables au cours du temps et dépendent de l'activité solaire. La figure 5 présente un exemple typique de spectre solaire EUV issu des modèles théoriques [4]. Ces deux courbes représentent la distribution de radiance spectrale solaire émise par les régions calmes et actives du plasma coronal dans le domaine EUV. Ces courbes permettent d'évaluer l'irradiance qui doit être mesurée par EIT.

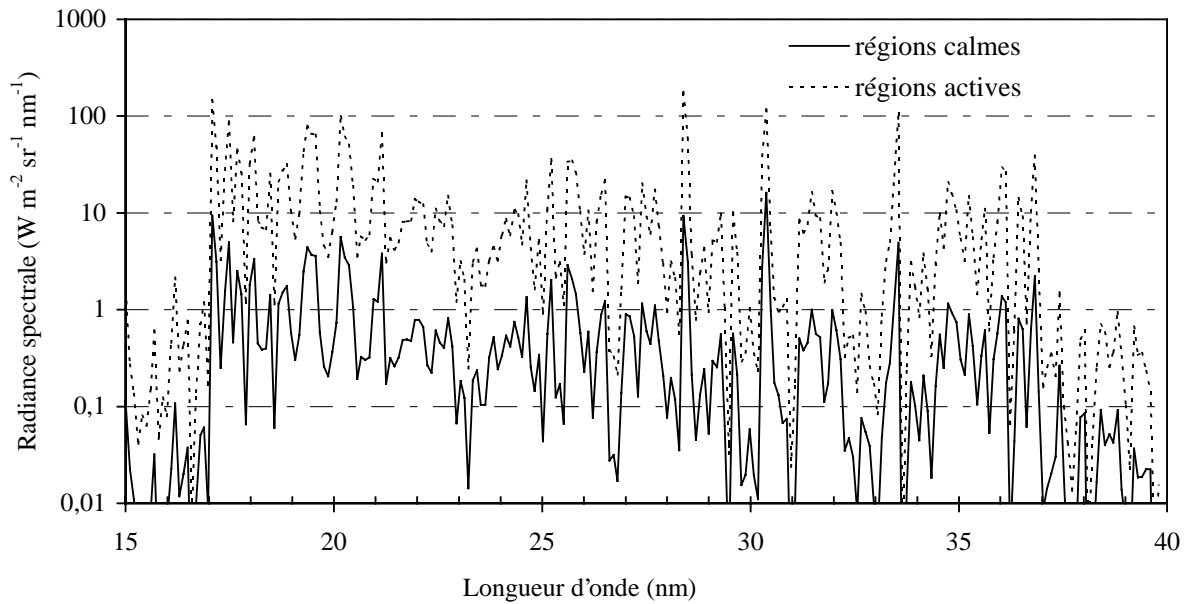


Figure 5: Spectre solaire théorique dans l'EUV, l'instrument EIT est destiné à ne mesurer que la puissance contenue dans les pics des raies à 17,1 nm ; 19,5 nm ; 28,4 nm et 30,4 nm

Qualité des observations

- Haute résolution spatiale, qui devait atteindre idéalement 1 arcsec. Néanmoins, le détecteur pressenti pour l'instrument est constitué d'une matrice de 1024 x 1024 pixels et doit couvrir le champ de 45 x 45 arcmin pour permettre à EIT de jouer le rôle de moniteur ayant une vue d'ensemble de la couronne solaire afin d'avertir les autres instruments de SOHO des phénomènes à observer. Résultant d'un compromis entre les caractéristiques des détecteurs disponibles et du champ de vue imposé, la dimension angulaire de chaque pixel sera donc un carré 2,6 arcsec de côté, pour une dimension physique de 21 μm de côté.
- Bonne résolution spectrale, afin d'isoler au mieux les 4 raies étudiées (17,1-19,5-28,4-30,4 nm). L'objectif fixé est une résolution $\Delta\lambda$ comprise entre 0,01 λ et 0,07 λ selon les raies.
- Sensibilité optimisée dans les 4 domaines spectraux envisagés.
- Bonne réjection du rayonnement visible et infrarouge qui constitue l'essentiel de l'irradiance solaire totale qui vaut en moyenne 1370 W/m² au voisinage de la terre et du point L₁ : un pouvoir de réjection de 10⁻⁸ est spécifié.

C'est la plate-forme SOHO qui définit les ressources allouées à l'instrument. L'encombrement, la masse, la puissance sont des paramètres qui devront être optimisés pour être conformes au cahier des charges du satellite. Bien que pris en compte lors nos travaux sur l'instrument, ces développements sortent du sujet abordé dans ce document.

IV CONCEPTION TECHNIQUE ET PERFORMANCES THEORIQUES

IV.1 Sélection de la technique d'observation

A partir des spécifications techniques de base (sec. III.1), l'instrument d'observation spatial est élaboré autour du schéma générique repris en figure 6. Il peut reprendre l'ensemble ou une partie des sous-systèmes, dans une disposition différente de ce qui est présenté dans cette figure.

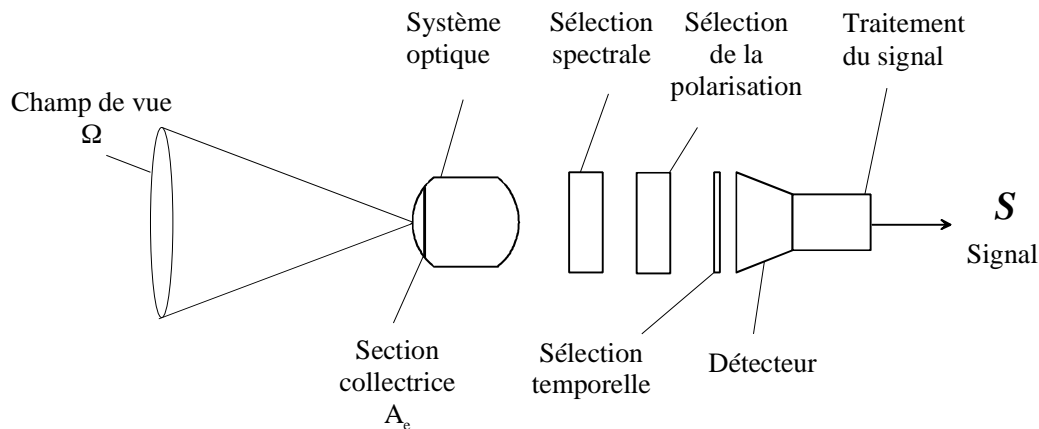


Figure 6: Schéma générique d'un instrument d'observation spatial

- Le système optique joue un double rôle : la collecte des photons et la formation d'une image. Il peut être constitué d'une combinaison de miroirs et/ou de lentilles. Il participe également à la sélection spectrale.
- La surface collectrice A_e de l'instrument est un paramètre important, elle définit la puissance électromagnétique utile à l'entrée de l'instrument. Elle est définie par la pupille d'entrée du système optique.
- Un système de filtre réalise la sélection spectrale finale. Des mécanismes peuvent être utilisés pour insérer différents types de filtres et obtenir différents canaux d'observation.
- La polarisation du rayonnement collecté peut être sélectionnée au moyen d'un filtre polarisant.
- La durée des observations peut être définie par un mécanisme complémentaire, comme un obturateur mécanique qui bloque ou libère l'entièreté du faisceau utile. Elle peut également être définie au niveau du détecteur.
- Un dispositif de détection réalise la conversion photons / signal S , après codage, qui constituera l'information retransmise au sol. Les photons sont d'abord convertis en une quantité physique mesurable (tension, courant, ...). Dans les instruments imageurs, le détecteur est divisé en pixels qui collectent les photons incidents dans un angle solide, ω , le champ de vue du pixel. Le champ total Ω de l'instrument est la somme des champs de vue des pixels.

IV.2 Sélection de la technique d'observation : application à l'instrument EIT

EIT est destiné à réaliser des observations dans le domaine EUV. Dans ce domaine spectral, il faut avoir recours à des techniques d'imagerie et de détection très particulières en raison de l'absorption intrinsèque de tous les matériaux à ces longueurs d'onde. Les revêtements multicouches interférentiels permettent d'envisager un télescope compact à incidence normale, tandis qu'un détecteur à couplage de charges aminci et illuminé par l'arrière fournit la capacité de détection et d'imagerie. C'est autour de ces deux éléments essentiels que s'articule la conception de l'instrument, qui schématisé en figure 7.

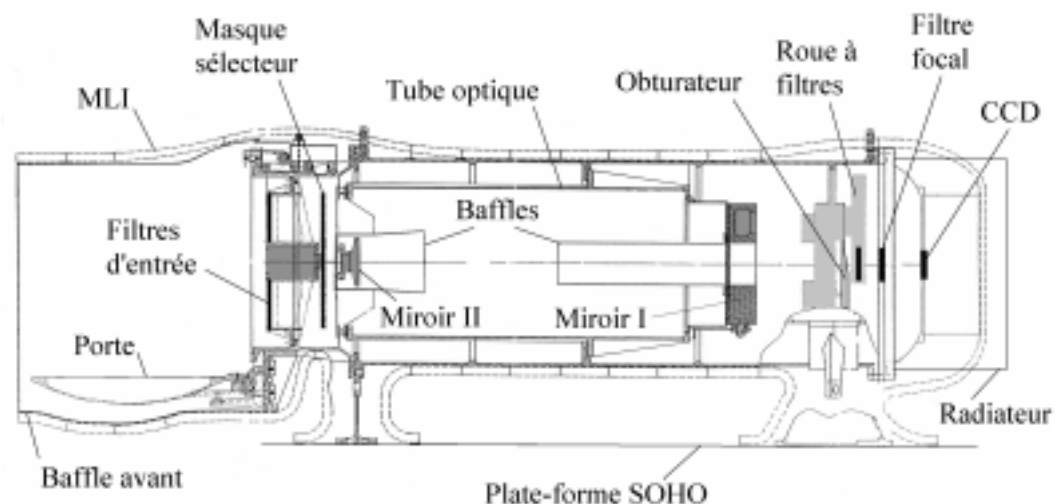


Figure 7: Vue schématique de l'instrument EIT

Champ de vue	Défini par le détecteur et la distance focale.
Système optique	Télescope de type Ritchey-Chrétien. Deux miroirs hyperboliques revêtus de dépôts multicouches interférentiels de 4 types différents, fournissent un pouvoir réflecteur en incidence normale de l'ordre de 30 %.
Sélection spectrale	La réjection de la lumière visible et IR est obtenue au moyen de filtres en aluminium localisés en 3 endroits : à l'entrée de l'instrument, à proximité du détecteur et dans une roue à filtres qui permet d'insérer 4 types de filtres supplémentaires. Les revêtements multicouches des miroirs définissent les fenêtres précises des 4 canaux EUV de l'instrument. Un masque sélecteur est utilisé pour n'éclairer qu'un quart de la surface du miroir primaire, qui correspond à un type de revêtement multicouche, donc à un canal EUV.
Surface collectrice	La surface collectrice est définie par l'aire éclairée du miroir primaire, soit un quart de sa surface totale.
Polarisation	Pas de sélection relative à la polarisation, mais les revêtements multicouches peuvent présenter une réflectivité variable selon l'état de la polarisation.
Sélection temporelle	Un obturateur mécanique définit la durée des expositions.
Détecteur	Le détecteur est un CCD spécialement développé pour l'instrument EIT. Constitué de 1024 x 1024 pixels, il est aminci et illuminé par l'arrière pour fournir une efficacité de détection améliorée dans l'EUV. Il est également efficace dans le domaine visible. Le CCD est refroidi à -70°C au moyen

	d'un radiateur externe faisant face à l'espace froid.
Traitement du signal	La chaîne de traitement délivre un signal digital (exprimé en DN, "digit number") codé sur 14 bits.

IV.3 Performance instrumentale

IV.3.1 La relation de calibration

L'étude de la réponse instrumentale vise à établir la relation entre l'information générée par l'instrument et la distribution de rayonnement électromagnétique à l'entrée de l'instrument, à son point d'observation.

Une surface élémentaire dA placée dans l'espace au point d'observation intercepte une puissance électromagnétique variable selon chaque direction angulaire (θ_x, θ_y) d'observation définie selon la figure 8. Nous caractériserons cette distribution angulaire de puissance par la *radiance spectrale* $L_\lambda(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t)$ exprimée en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ [5], avec λ la longueur d'onde (nm), t le temps (s) et p définit l'état de polarisation. Cette grandeur physique élémentaire L_λ peut être utilisée pour caractériser le rayonnement en un point de l'espace, au niveau d'une source ou au niveau d'un détecteur. Les astrophysiciens utilisent le terme d'*intensité spécifique monochromatique* ou encore *luminance monochromatique* [1].

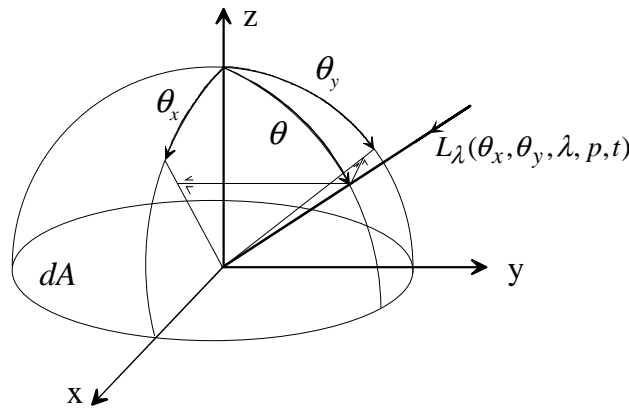


Figure 8: Orientation (θ_x, θ_y) de la radiance spectrale qui atteint dA

La densité de puissance dP (W/m^2) qui atteint la surface dA s'écrit selon l'équation (1), où θ représente l'angle entre la direction (θ_x, θ_y) et la normale à dA .

$$dP = \int_0^\infty \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} L_\lambda(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t) \cos(\theta) d\lambda d\theta_x d\theta_y \quad (1)$$

Une hypothèse sur la source de rayonnement sera utilisée dans la suite de cette étude : nous supposons que les sources observées sont suffisamment éloignées pour considérer que le rayonnement présent au point d'observation est constitué d'ondes électromagnétiques planes, ce qui

est généralement rencontré dans les instruments spatiaux. En conséquence directe de cette hypothèse, la distribution de radiance incidente L_λ sera considérée identique en tout point de la surface collectrice A_e de l'instrument.

La propagation de la radiance spectrale incidente $L_\lambda(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t)$ dans un instrument imageur produit une conversion de la radiance en un signal mesuré par le détecteur. Cette transformation résulte d'une succession de processus de transmission, de réflexion, d'absorption qui aboutissent à la détection de l'énergie incidente qui atteint le détecteur pendant la durée d'observation. Cette fraction d'énergie détectée est le résultat du filtrage opéré par l'instrument suivant chacune des variables $(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t)$. Ce filtre peut être caractérisé par une fonction de bande passante instrumentale, qui définit les fenêtres d'observation.

Nous supposons le détecteur doté d'une capacité d'imagerie. La cellule élémentaire de détection possède son propre champ de vue ω et produit un signal instrumental $S = S(I)$ où I représente l'ensemble des paramètres instrumentaux définis par les conditions d'observation (instant, durée d'exposition, élément d'image considéré, filtres utilisés, température, ...). L'ensemble des cellules de détection élémentaires couvre le champ de vue de l'instrument Ω_1 .

C'est à partir de l'équation (2) que nous définissons la fonction de réponse globale \mathcal{R} , qui caractérise la transformation réalisée par l'instrument dans les conditions de mesure I .

$$S(I) = \mathcal{R}(L_\lambda(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t), I) \quad (2)$$

Cette relation, appelée équation de calibration [6], est essentielle pour établir les paramètres d'étalonnage de l'instrument. Elle est utilisée lors des calibrations en laboratoire pour lesquelles la radiance spectrale L_λ au niveau de l'entrée de l'instrument est préalablement étalonnée et bien caractérisée. La fonction \mathcal{R} est alors identifiée en un certain nombre de points de fonctionnement, dépendant des variables $(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t)$ et des paramètres instrumentaux I . La qualité de la calibration dépend des mesures et de la représentativité des points de mesures par rapport aux conditions d'observation en orbite.

Cette équation de calibration peut être détaillée plus précisément, étant donné que le signal S est généré à partir d'une énergie absorbée par le détecteur. Si nous supposons que l'instrument applique un filtre linéaire caractérisé par une fonction de réponse globale R , et que le détecteur produit un signal proportionnel à l'énergie incidente, la relation (2) peut s'écrire selon (3), avec R_0 le facteur de conversion énergie-signal, exprimé en unité de signal par unité d'énergie.

$$S(I) = \int_\lambda \int_{\theta_x} \int_{\theta_y} \int_t R_0(I) R(\lambda, \theta_x, \theta_y, t, p, I) L_\lambda(\lambda, \theta_x, \theta_y, t, p) A_e \cos(\theta) d\lambda d\theta_x d\theta_y dt \quad (3)$$

La quantité $\frac{S(I)}{R_0(I)}$ représente la quantité d'énergie électromagnétique transformée par l'instrument en énergie électrique, c'est l'*énergie effective* [7]. Ce rapport est utile pour comparer les performances des instruments.

En pratique, c'est la fonction inverse de \mathcal{R} qui intéresse les scientifiques qui veulent déterminer la radiance spectrale au point d'observation à partir du signal S . Dans la réalité, un tel cas idéal est

rarement rencontré, en raison de l'absence de relation biunivoque entre les deux quantités L_λ et S permettant de définir une fonction \mathcal{R}^{-1} . L'instrument qui réalise une opération d'intégration temporelle, spatiale et spectrale telle que la relation (3) ne fournit pas de possibilité de résoudre ce problème inverse. La radiance spectrale est une fonction de variables continues, dont la mesure est représentée par un signal S de variables discrètes. Il ne peut y avoir de biunivocité et il faut se contenter d'une connaissance discrète de L_λ . Néanmoins, nous proposons ici une formulation qui permet d'isoler au mieux les effets instrumentaux, pour ne conserver que la fonction d'intégration, qui restera en toute généralité non inversible. Cependant, si l'on suppose que la radiance spectrale solaire est constante dans les intervalles d'intégration, alors la radiance spectrale incidente moyenne dans le champ d'un pixel peut être évaluée au moyen de l'expression (4). L'expression $K(I)$ est le résultat de l'intégrale des fonctions de bande passante du pixel défini par les paramètres I . Bien que très simple et très restrictive, nous établissons ainsi la seule approche générale qui caractérise directement la radiance spectrale, qui ne dépend que des paramètres instrumentaux.

$$\bar{L}_\lambda(I) = \frac{M(I)S(I)}{K(I)} \quad (4)$$

Dans le cas général, la fonction de bande passante instrumentale R_1 peut inclure des composantes constantes sur les intervalles d'intégration des pixels, c'est-à-dire des composantes pour lesquelles la dépendance envers les variables $(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t)$ peuvent être représentée par les paramètres instrumentaux I . En pratique ces contributions se rapportent aux éléments situés entre le système optique et le signal de sortie :

- les non-uniformités relatives de la réponse des différents pixels,
- les non-uniformités des filtres,
- les variations du temps d'observation des différents pixels,
- certains effets de vignettage,
- la distorsion, ...

Ces contributions ne dépendent donc que des variables instrumentales et nous proposons de les extraire de l'intégrale du membre de gauche de la relation (2), qui peut s'écrire selon alors (5),

$$\int_{\lambda} \int_{\theta_x} \int_{\theta_y} \int_t R(\lambda, \theta_x, \theta_y, t, p, I) L_\lambda(\lambda, \theta_x, \theta_y, t, p) A_e \cos(\theta) d\lambda d\theta_x d\theta_y dt = M(I)S(I) \quad (5)$$

où la fonction de calibration M inclut les composantes constantes de R ainsi que R_0 . Cette relation permet d'obtenir une évaluation de l'énergie incidente au détecteur, corrigée par les artefacts instrumentaux indépendants des variations de $(\theta_x, \theta_y, \lambda, p, t)$ dans les fenêtres d'observation des conditions I .

IV.3.2 Fonctions de réponse

Selon la nature des éléments et des techniques d'observation sélectionnés, il est possible dans certains cas de séparer la fonction $R(\lambda, \theta_x, \theta_y, t, p, I)$ selon des fonctions de bande passante, appelées également fonctions de réponse spectrale, angulaire, temporelle et de polarisation. La fonction R peut alors s'exprimer dans le cas le plus favorable suivant la relation (6) :

$$R(\lambda, \theta_x, \theta_y, t, p, I) = R_\lambda(\lambda, I) R_\theta(\theta_x, \theta_y, I) R_t(t, I) R_p(p, I) \quad (6)$$

Cette formulation présente l'avantage de permettre la caractérisation de ces fonctions par des tests en laboratoire ou des évaluations théoriques qui ne font intervenir qu'une seule variable de la radiance incidente à combiner avec tous les paramètres I .

La caractérisation de l'instrument consiste à définir les fonctions :

- R_λ : fonction de réponse spectrale,
- R_θ : fonction de réponse angulaire ou fonction de champ de vue,
- R_t : fonction de réponse temporelle,
- R_p : fonction de réponse d'état de polarisation,
- M : fonction de calibration.

La fonction de calibration ne dépend que des variables instrumentales. Sa détermination expérimentale nécessite néanmoins une stimulation détectable dans les conditions I , c'est-à-dire qui produit une énergie effective non nulle.

IV.4 La relation instrumentale : application à EIT

Dans le cas d'EIT, nous définissons les paramètres instrumentaux I comme les paramètres qui identifient les conditions de prise de vue et le pixel considéré. Nous les résumons en table 1.

Table 1: Paramètres instrumentaux

<i>Paramètres instrumentaux</i>		<i>Valeurs</i>
Pixel	i, j	1,2, ... , 1024
Quadrant	Q	17,1 nm-19,5 nm-28,4 nm-30,4 nm
Filtre de la roue	P	1,2,3,4,5
Instant au début de la prise de vue	\tilde{t}	(s)
Temps d'exposition	τ	(s)

A partir des spécificités de base de l'instrument EIT, nous pouvons dès à présent identifier plus précisément la structure de la relation qui s'applique à notre instrument pour déterminer la radiance spectrale incidente. Les différents éléments qui constituent l'instrument sont schématisés en figure 9, où sont indiqués les éléments qui définissent les variables instrumentales.

A partir de ce schéma, nous pouvons établir les différentes contributions aux fonctions de réponse, en fonction des particularités de chaque élément. La séparabilité des fonctions de réponse s'applique dans ce cas particulier. Notons que les revêtements multicouches interférentiels présentent une réponse spectrale dépendante de l'angle d'incidence et de la polarisation, auquel cas nous devrions conserver une fonction de réponse non séparable $R_\lambda(\theta_x, \theta_y, \lambda, p)$. Cet effet est tout à fait négligeable ici, car le champ d'observation couvre un domaine angulaire très proche de l'incidence normale ($\theta_{max} = 22,5$ arcmin). L'état de polarisation n'aura pas d'influence sur la réponse globale, ce qui justifie l'absence d'une fonction R_p .

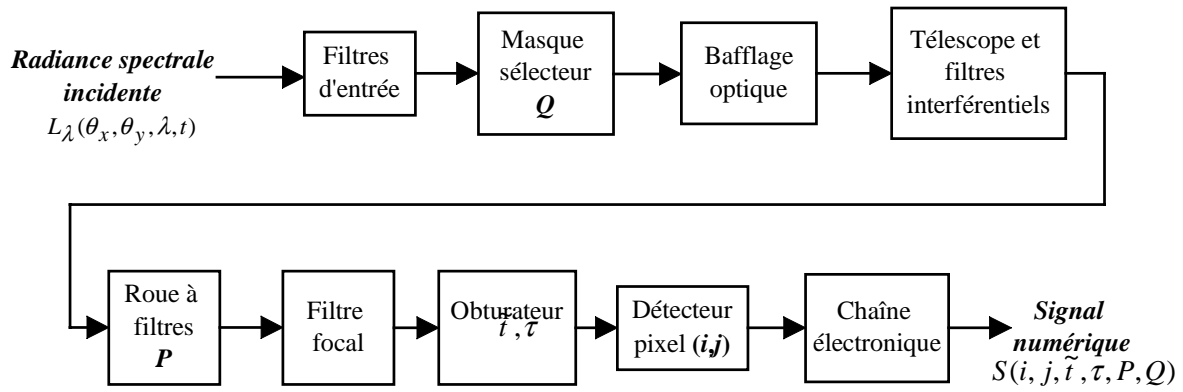


Figure 9: Eléments instrumentaux qui interviennent dans la formation du signal

Table 2: Contributions des différents éléments aux fonctions de réponse

	R_λ	R_θ	R_t	R_0
Filtres d'entrée	Transmission			
Baffle optique		Vignettage		
Télescope et dépôts multicouches	Réfectivités des multicouches	Qualité image		
Filtre focal	Transmission	Modulation de la grille-support		
Roue à filtres	Transmission	Modulation de la grille-support		
Obturbateur			Fonction d'obturbateur	
Décteur	Efficacité quantique	Non-uniformités de pixel à pixel		
Chaîne électronique				Conversion photocharge-signal

V ETAPES DE CONCEPTION

V.1 Cas général

Lors de la conception, la définition des différents éléments est élaborée en analysant leur impact sur la réponse du système complet. Une étude théorique des contributions des fonctions de réponse de chaque sous-système est mise en place. Le modèle du système complet doit alors être utilisé pour

- vérifier la bonne performance de l'ensemble ;
- identifier le maillon le plus faible de l'instrument ;
- définir les essais d'étalonnage à mettre en œuvre ;
- analyser l'impact d'une éventuelle contamination ;
- valider les solutions techniques adoptées.

V.1.1 Performance radiométrique

Pour évaluer le rendement radiométrique, il est utile de formuler l'équation (3) en la rendant indépendante du champ de vue. Lorsqu'un faisceau optique se propage dans un milieu d'indice n , son *étendue géométrique* T reste constante [5]. Elle est définie par la relation (7), où $\Omega \cos(\theta)$ est la projection de l'angle solide sur la normale à la surface A .

$$T = n A \Omega \cos(\theta) \quad (7)$$

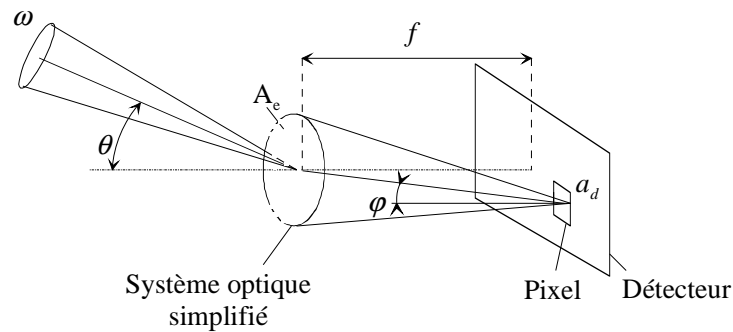


Figure 10: Conservation de l'étendue géométrique du faisceau qui éclaire un pixel, en utilisant un système optique simplifié équivalent

Dans le cas d'un système optique, l'étendue géométrique T est conservée à l'entrée (pupille d'entrée) et à la sortie du système (plan image) [8]. Dans le vide, pour un pixel de surface a_d et une pupille de surface A_e , on peut écrire la relation (8), où ω représente le champ de vue à l'entrée du système optique, θ et φ sont les angles de projection par rapport aux normales aux surfaces comme l'illustre la figure 10.

$$A_e \omega \cos(\theta) = \frac{a_d A_e}{f^2} \cos(\varphi) \quad (8)$$

L'équation de calibration (3) peut alors s'écrire selon (9), pour les points proches de l'axe optique ($\cos(\varphi)$ supposé unitaire).

$$S(I) = \frac{A_e a_d}{f^2} \int_{\lambda} \int_t R_0(I) R(\lambda, t, p, I) L_{\lambda}(\lambda, t, p) d\lambda dt \quad (9)$$

Cette relation est très utile lors de la conception instrumentale, car elle met en évidence l'importance de la distance focale sur la réponse du système. Elle est valable lorsque l'instrument est éclairé par une source étendue, qui produit une radiance spectrale uniforme à l'entrée de l'instrument. D'un point de vue théorique, à partir des transmissions des optiques et des filtres, ainsi que de l'efficacité du détecteur, la relation (9) fournit une première estimation de la sensibilité du système. Au niveau expérimental, la calibration radiométrique nécessite une source uniforme étendue, de manière à couvrir au minimum le champ ω d'un pixel.

On utilise également la notion d'aire effective A_{eff} pour caractériser et comparer les instruments. Exprimée en unité de surface, elle est définie selon (10), où nous supposons les réponses en polarisation et temporelle idéales.

$$A_{eff}(\lambda, I) = A_e R_{\lambda}(\lambda, I) \quad (10)$$

V.1.2 Performance d'imagerie

La qualité image de l'instrument complet peut être caractérisée selon diverses méthodes. Nous définissons deux approches complémentaires qui doivent permettre

- de caractériser la fonction de champ de vue ;
- d'identifier les contributions des différents composants imageurs.

La qualité image en un point du champ peut être entièrement caractérisée par la connaissance de l'étalement de l'image d'un point à l'infini (PSF, fonction d'étalement de point) [9]. Par réciprocity, cette information permet de déduire l'étalement du champ de vue R_{θ} . La fonction R_{θ} définit la distribution angulaire de la radiance qui participe à la formation du signal d'un pixel. C'est le paramètre-clé pour caractériser la résolution effective de l'instrument. D'un point de vue théorique, la fonction de champ de vue de l'instrument complet s'obtient en calculant le produit de convolution des réponses impulsionnelles (PSF) de chaque sous-système imageur.

La fonction de champ de vue idéale est unitaire dans l'angle solide ω (fig. 10). Dans le cas réel, la fonction R_{θ} est normalisée selon (11), elle caractérise l'étalement du champ de vue idéal :

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} R_{\theta}(\theta_x, \theta_y, I) d\theta_x d\theta_y = \omega(I) \quad (11)$$

La capacité d'imagerie d'un système à plusieurs composants peut être évaluée à partir de la fonction de transfert de modulation (MTF) [9]. Cette technique permet de déterminer comment chaque composant de l'instrument contribue à la performance globale, en analysant sa réponse aux différentes fréquences spatiales et en définissant sa MTF. La MTF du système complet est le produit des MTF des éléments imageurs utilisés en cascade [10]. D'un point de vue théorique, la MTF est le module de la transformée de Fourier de la PSF[9]. La caractérisation de la PSF est donc suffisante. Expérimentalement, la MTF peut se mesurer à partir d'une image d'une mire

comportant des motifs périodiques, mais la connaissance de la MTF ne permet pas d'obtenir la PSF.

V.1.3 *Plan d'étalonnage*

L'étalonnage a pour but la connaissance expérimentale de la réponse instrumentale. Trois aspects sont à considérer :

- étalonnage radiométrique,
- vérification de la qualité image,
- caractérisation de la réjection de lumière parasite.

L'étalonnage radiométrique doit couvrir les plages spectrales théoriques, pour confirmer la réponse des différents éléments. Il est effectué à partir de points de mesure discrets et doit être établi pour assurer la connaissance d'une fonction continue. Il importe de sélectionner les points de mesure en fonction des possibilités techniques et des caractéristiques des bandes passantes. Il est nécessaire d'identifier et de caractériser précisément la réponse des éléments qui définissent les bandes spectrales. Ce sont ces sous-systèmes qui nécessitent d'être calibrés expérimentalement en plusieurs points du spectre électromagnétique. Des tests spécifiques doivent être prévus. Ils font appel à différentes techniques : utilisation d'une source avec un monochromateur ou un jeu de filtres calibrés, utilisation successive de différentes sources quasi-monochromatiques, ... Le but est d'obtenir une mesure absolue et des mesures relatives à différentes longueurs d'onde.

En fonction de sa nature, la caractérisation du détecteur nécessitera des tests pour évaluer la linéarité, le bruit de la réponse et les non-uniformités entre pixels. Dans tous les cas, le gain de la chaîne de traitement du signal doit faire l'objet de mesures approfondies.

Le plan d'étalonnage radiométrique doit partir de la calibration des éléments séparés, qui va établir les réponses individuelles des sous-systèmes. Ces mesures sont généralement moins contraignantes que pour l'instrument complet, en raison du flux plus important transmis par les éléments séparés. L'étalonnage radiométrique de l'instrument complet devient alors une vérification du système assemblé. Il n'est dans ce cas pas nécessaire de réaliser des séries de mesures à différentes longueurs d'onde pour définir les bandes passantes précises. Par contre, ce test du système complet doit confirmer la calibration absolue de l'instrument, qui est entachée de la combinaison des erreurs de mesures sur chaque sous-système.

Un flux collimaté ou une mesure du front d'onde issu du système optique permettent d'obtenir la caractérisation complète de la fonction d'étalement de point (PSF), qui définit la qualité image. Ces mesures doivent être réalisées dans plusieurs points du champ pour prendre en compte la dépendance des paramètres (θ_x, θ_y) , faire apparaître les effets de la distorsion et de certaines aberrations. Il est également possible de mesurer directement la fonction de transfert de modulation, cette mesure est utilisée à titre complémentaire.

La qualité image ne dépend que de paramètres géométriques lorsque le système optique ne contient que des miroirs. Il est alors envisageable d'effectuer ces mesures à d'autres longueurs d'onde et d'appliquer le facteur d'échelle adéquat pour en déduire la qualité image dans les longueurs d'onde des fenêtres spectrales de l'instrument.

Lorsque des éléments optiques réfractifs sont utilisés, il est nécessaire d'appliquer des méthodes de mesure dans les longueurs d'onde de travail de l'instrument et dans un milieu présentant le même indice de réfraction, c'est à dire sous vide.

Certains paramètres ne peuvent être vérifiés qu'une fois l'instrument assemblé (vérification du vignettage du bafflage, focalisation). La mesure du front d'onde n'est plus possible, il est nécessaire d'avoir recours à un flux collimaté.

Enfin, la capacité de réjection de lumière parasite doit être caractérisée selon le type d'observation réalisée. Deux aspects peuvent intervenir :

- *Réjection spatiale*. Ce sont les propriétés géométriques et optiques du bafflage qui interviennent. Des tests de lumière parasite issue de directions extérieures au champ de vue peuvent apporter une caractérisation expérimentale. Cependant, les niveaux d'intensité à mesurer sont généralement plusieurs ordres de grandeurs inférieurs à ceux des observations nominales, ce qui rend ces tests très délicats à mettre au point. C'est pourquoi on développe également des méthodes de tracé de rayons combinées à des mesures de réflectivité des surfaces du bafflage pour évaluer la réjection spatiale de l'instrument.
- *Réjection spectrale*. Il s'agit de caractériser la capacité du système complet à atténuer le rayonnement dans les plages de longueur d'onde extérieures aux fenêtres d'observation. Une caractérisation expérimentale de l'instrument complet présente également des difficultés de mesure en raison des très faibles niveaux d'intensité en jeu. Si plusieurs éléments filtrants interviennent, ce sont les mesures sur les éléments séparés qui présentent une réjection moindre, qui permettront d'évaluer la réjection globale.

V.1.4 Contamination

Les instruments d'observation requièrent des contraintes de propreté importantes, afin de les préserver des effets néfastes de lumière parasite générés par les poussières et des effets de filtrage par des films moléculaires déposés sur les surfaces qui collectent le rayonnement. L'effet premier de la contamination est l'obscurcissement des surfaces optiques par les particules ou les films moléculaires. Les effets secondaires sont :

- génération de lumière parasite par les particules, qui devient prépondérante lorsque l'intensité lumineuse est importante en dehors du champ de vue ;
- filtrage et décalage spectral des filtres interférentiels.

Le vide rencontré en orbite va favoriser le dégazage des différents constituants présents dans l'instrument, qui seront susceptibles d'être à nouveau adsorbés, voire fixés photochimiquement sur les surfaces qui collectent le rayonnement. De plus, la plupart des détecteurs scientifiques nécessitent d'être refroidis, ce qui favorise l'accumulation des composants adsorbés à la surface du détecteur. Pour limiter le dégazage des équipements embarqués, l'Agence Spatiale Européenne a établi des listes de matériaux, qui sont classifiés en fonction de leurs propriétés de dégazage (perte de masse et récolte de matière condensée dans des conditions de vide et de température définies). C'est lors de la conception de l'instrument que les matériaux doivent être sélectionnés en prenant en compte ces paramètres mesurés, la nature des composés dégazés et la proximité des surfaces sensibles.

Il importe de définir les conditions de propretés "particulaire" et "moléculaire" qui doivent assurer le meilleur fonctionnement de l'instrument. Ces conditions génèrent des contraintes tant au niveau de la conception que des procédures d'intégration et de tests en laboratoire. Lors de ces étapes, la propreté de l'environnement doit être contrôlée et maintenue dans des limites à définir en fonction des particularités de l'instrument. Différents standards de classes de propreté sont définis et imposent des contraintes sur les conditions de travail autour de l'instrument. Ces contraintes allongent les durées et les coûts des opérations de mise au point. L'intérêt d'une analyse préalable de l'impact de la contamination est double: coûts et performances peuvent être optimisés.

Le plan de contamination est destiné à évaluer les effets des différents types de contamination pour définir les critères de sélection des matériaux et les conditions de propreté qui devront régner

autour de l'instrument. Cette évaluation est délicate car elle doit partir de la perte de réponse maximale admissible avant la mise en orbite de l'instrument, mais doit aussi présumer des effets de contamination en cours de mission.

V.2 Application à l'instrument EIT

V.2.1 Vérification théorique de la performance attendue

Dimensions caractéristiques du système optique

Distance focale	f : 1,650 m
Surface collectrice	A_e : 0,001197 m ² ($\sim 1/4$ de la surface du miroir primaire)
Surface du pixel	a_d : $4,4 \cdot 10^{-10}$ m ²

Fonction de réponse spectrale R_λ

Partant de la définition théorique des filtres et des optiques, nous avons construit un modèle théorique de la fonction de réponse spectrale. La fonction R_λ est le produit des réflectivités des miroirs R_{MC} avec le pouvoir transmetteur des différents filtres $T_{filtres}$ et l'efficacité du détecteur. Ce dernier paramètre sera pris égal à 40 % entre 17 et 40 nm, comme spécifié par le constructeur, tandis que nous avons modélisé en détail les autres fonctions à partir de la définition théorique des éléments séparés. Notons que la connaissance des indices de réfraction complexes dans l'EUV reste expérimentalement peu documentée (la référence [11] reprend la plupart des données mesurées), nous nous sommes basés sur la technique des facteurs de diffusion atomiques [12] qui permet de déterminer les indices de réfraction de tout composé chimique dans les domaines EUV et X, à partir de sa constitution et de sa masse volumique. Nous présentons en figure 11 les courbes de réflectivité R_{MC} du système optique et de transmission $T_{filtres}$ des filtres (configuration $P=1$).

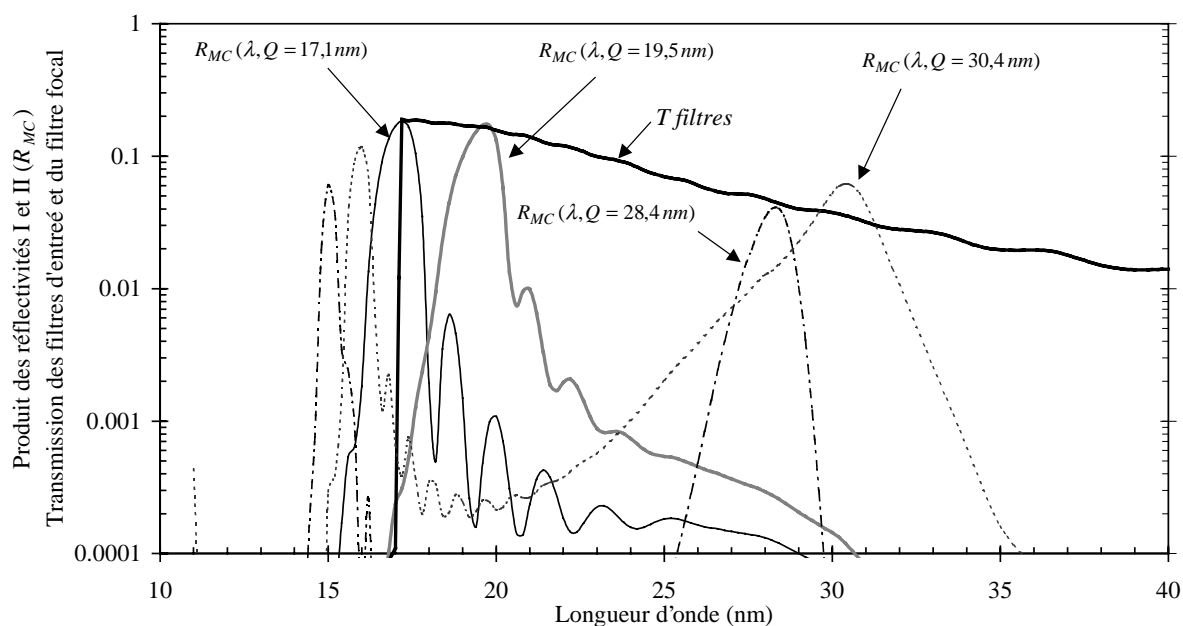


Figure 11: Réflectivité théorique du système optique et transmission des filtres aluminium

Fonction de réponse temporelle R_t

L'obturateur mécanique ne présente pas de différences d'exposition significatives sur l'ensemble des pixels, encore moins sur le champ individuel d'un pixel. Nous supposons la fonction R_t unitaire entre \tilde{t} et $\tilde{t} + \tau$, sans contribution à la fonction de calibration $M(I)$.

Fonction de réponse angulaire R_θ

La qualité image de l'instrument dépend essentiellement des éléments réalisés et de la qualité de l'alignement final. Les effets de la diffraction du système optique sont minimales à ces longueurs d'onde, l'étalement diffractif du champ de vue reste inférieur au millième du champ du pixel de $2,6 \times 2,6$ arcsec. Les aberrations résiduelles du polissage combinées à celles qui seront introduites lors de l'alignement seront décisives et définiront la qualité image finale. A ce stade, étant donné l'absence des données essentielles qui doivent provenir des mesures, nous n'évaluerons pas la qualité image attendue. D'autre part, pour l'évaluation de la réponse instrumentale face à une source étendue uniforme, utiliser la fonction R_θ idéale est tout à fait équivalent car la connaissance du champ de vue réel n'apporte rien.

Sensibilité globale

A partir des courbes théoriques (fig. 11), nous avons construit un premier modèle de réponse détaillé qui permet d'évaluer le signal délivré par l'instrument moyennant connaissance de la distribution spectrale de radiance L_λ , supposée issue d'une source étendue uniforme. Partant de la distribution théorique de L_λ définie en figure 5, nous avons calculé le signal théorique instrumental déduit de notre modèle. Les résultats sont présentés en table 3 pour les 5 positions de la roue à filtre ($P=1-...-5$) dans les 4 quadrants EUV ($Q=17,1-...-30,4$ nm). On notera que les quadrants 28,4 et 30,4 nm sont ceux qui présentent les sensibilités les plus faibles.

Table 3: Estimation théorique du signal mesuré exprimé en DN/s (DN = Digit Number, signal digital généré par la chaîne de traitement du signal du CCD)

Filtre P	Soleil	$Q = 17,1$ nm (DN/s)	$Q = 19,5$ nm (DN/s)	$Q = 28,4$ nm (DN/s)	$Q = 30,4$ nm (DN/s)
1 (pas de filtre)	régions calmes	309	238	3	13
	régions actives	5349	4300	47	205
2, 4, 5	régions calmes	174	132	1,2	5
	régions actives	3017	2384	19	87
3	régions calmes	94	67	0,3	1,8
	régions actives	1634	1218	5,5	30

Réjection de lumière visible

La réjection de lumière visible est assurée par la présence permanente de 2 filtres en aluminium, dont la combinaison doit assurer théoriquement un taux de réjection de 10^{-8} .

V.2.2 *Éléments critiques dans la chaîne de réponse instrumentale*

Les courbes présentées en figure 11 mettent en évidence l'importance des dépôts multicouches sur la sélection spectrale :

- Il faut s'attendre à une réduction des pouvoirs réflecteurs due aux imperfections des interfaces, aux erreurs sur l'évaluation des indices de réfraction et aux erreurs sur les épaisseurs des 30 couches superposées.

- Le maximum des courbes de réflectivité peut être affecté par des erreurs sur l'évaluation des indices de réfraction, ce qui décentrera les fenêtres spectrales.
- Les pics secondaires des quadrants $Q=30,4$ et $28,4$ nm présentent une réflectivité importante à $15,2$ et $14,2$ nm. Ils doivent être atténués par les filtres en aluminium.
- La largeur de la fenêtre spectrale du quadrant $Q=17,1$ nm est définie à la fois par le revêtement multicouche et par les filtres en aluminium qui coupent le rayonnement sous 17 nm.

D'autre part, la réjection de la lumière visible nécessite des filtres en aluminium exempts de défauts, ce qui requiert des précautions pour conserver leur intégrité.

V.2.3 *Plan d'étalonnage d'EIT*

L'instrument EIT nécessite des tests d'étalonnage dans l'EUV. A ces longueurs d'onde, il n'y a qu'un nombre très limité de sources de rayonnement pouvant être utilisées pour une calibration. Rappelons que le rayonnement EUV est absorbé par l'atmosphère, ce qui nécessite des tests sous vide.

La source EUV idéale est le rayonnement synchrotron qui est émis par des électrons accélérés dans un champ magnétique. Les longueurs d'onde ainsi disponibles sont modulables en fonction de l'induction magnétique, ce qui fournit un spectre continu des rayons X à l'infrarouge. Le rayonnement synchrotron est particulièrement intéressant en raison de sa reproductibilité et son intensité. Combiné à un monochromateur, il constitue une source ponctuelle quasi-monochromatique située à distance finie. La facilité d'essais de l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS, Orsay) permet d'obtenir une irradiance de l'ordre de 10^{-7} W/m² (10^7 ph/s/m²) à 30 nm, avec une largeur de bande spectrale de $0,4$ nm [13]. Le rayonnement synchrotron peut aussi être utilisé pour une vérification de la qualité image, en corrigeant le défaut de collimation dû à la distance finie de la source.

Il est également possible d'utiliser une lampe à décharge qui fournit le rayonnement émis par les raies d'émission caractéristiques du gaz contenu dans la lampe. Ce type de source émet dans toutes les directions et seule une fraction du rayonnement est utilisée. Le rayonnement obtenu est d'une intensité beaucoup plus faible et moins stable que celle du synchrotron. Néanmoins, c'est sa référence spectrale qui en fait un outil d'étalonnage. Combinée à un collimateur et à d'éventuels filtres, une lampe à décharge permet de réaliser des mesures de qualité image et certaines vérifications radiométriques.

Dans le cas d'EIT, l'examen des courbes de la figure 11 indique que les fenêtres spectrales du système complet ne dépendent que de 2 paramètres :

- les performances des dépôts multicouches,
- la transmission des filtres en aluminium autour de 17 nm, qui affectera directement la fenêtre du canal $17,1$ nm.

Ce sont les réponses spectrales (réflectivité et transmission) de ces éléments qu'il faudra mesurer à différentes longueurs d'onde, pour définir précisément la fonction R_λ qui doit présenter des fenêtres d'une largeur $\Delta\lambda$ de l'ordre de $1,7$ nm. Le synchrotron sera utilisé à cet effet.

- La réflectivité des miroirs doit être caractérisée sur un domaine qui couvre l'ensemble des canaux, mais également le pic de réflectivité secondaire, qui pourrait apporter une

contribution parasite. Ces mesures doivent être effectuées avec un pas suffisamment petit pour couvrir 1,7 nm.

- Les filtres en aluminium ne nécessitent qu'un point de mesure par canal EUV et une série de points destinés à couvrir la fenêtre du multicouche "17,1 nm", dont ces filtres définissent la limite inférieure λ_{\min} .
- Le détecteur ne présente que de faibles variations dans le domaine spectral qui couvre les 4 canaux EUV. Seule une mesure de son efficacité par canal ($\lambda = 17,1-19,5-28,4-30,4$ nm) suffira pour définir la réponse du système.

La qualité image est définie par la qualité des miroirs et de leur alignement final. La réponse du système optique sera évaluée et contrôlée lors de l'alignement des miroirs. Nous prévoyons d'utiliser un interféromètre travaillant à $\lambda=633$ nm pour caractériser le front d'onde généré par le télescope. A partir des caractéristiques géométriques du système (pupille et erreur de front d'onde), nous pourrions calculer la PSF correspondante dans les longueurs d'onde EUV. Cette procédure permet une évaluation de la PSF avec un degré de précision qui ne pourra être atteint avec l'instrument complet placé face à un flux EUV collimaté. Néanmoins, nous prévoyons une vérification finale au moyen d'un collimateur EUV, qui doit permettre un contrôle approximatif de paramètres essentiels tels la présence d'une réponse à une longueur d'onde précise, le grandissement du système optique et des points de la courbe de la MTF selon la mire placée au foyer du collimateur.

V.2.4 Impact d'une éventuelle contamination

Dans l'EUV, l'impact de la contamination moléculaire peut être catastrophique sur la réponse globale, en raison de l'absorption importante de tous les composés. Un dépôt uniforme identique sur toutes les surfaces provoque dans EIT une baisse du signal correspondant à l'absorption par une simple couche 9 fois plus épaisse en raison du nombre de filtres et de réflexions sur les miroirs. De plus, un tel film génère des modifications de la bande passante des dépôts multicouches, qui peuvent éliminer totalement la contribution des raies étudiées.

Les composés carbonés ont un pouvoir absorbant très important dans l'EUV. On les trouve dans les hydrocarbures, les lubrifiants, les colles, ... Nous avons étudié l'effet d'une couche de carbone sur la réponse de l'instrument dans le canal 30,4 nm, qui est le plus sensible à ce type de contaminant. Les résultats théoriques obtenus peuvent être illustrés en figure 12, où nous avons représenté la perte par absorption et le décalage de la bande passante spectrale.

Ces considérations ont débouché sur la mise au point d'un plan de contrôle de contamination qui a permis de définir les conditions de propreté pour l'intégration et le stockage de l'instrument ainsi que des critères de sélection des matériaux résumés en table 4.

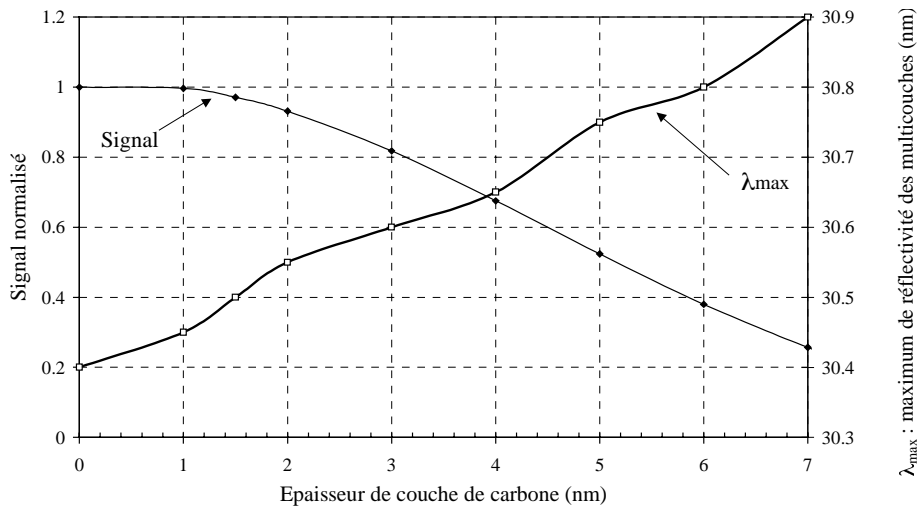


Figure 12: Effets d'une couche de carbone déposée uniformément sur les surfaces de tous les éléments spectraux, perte de signal à 30,4 nm et décalage en longueur d'onde de la fenêtre initialement centrée sur $\lambda=30,4$ nm

Table 4: Critères de propreté définis pour l'instrument EIT

<i>Sélection des matériaux et des procédés</i>	Seuls les matériaux testés et reconnus qualifiés spatiaux sont utilisables. Leur quantité et surface extérieure doivent être pris en compte pour prévenir les effets néfastes du dégazage sous vide
<i>Contamination moléculaire</i>	Les surfaces sensibles (optiques, filtres et détecteur) ne peuvent pas accumuler plus de $2,7 \cdot 10^{-7}$ g/cm ² de contaminant moléculaire (1,2 nm de carbone) avant le lancement. Ces données se rapprochent des critères d'une classe A/5 selon la norme MIL-STD-1246C [14].
<i>Contamination particulaire</i>	Le matériel de vol doit rester dans un environnement contrôlé au standard "classe 300", qui définit la concentration des particules dans l'air ambiant et permet d'en déduire le dépôt correspondant sur les surfaces afin de limiter l'obscurcissement et la lumière parasite provoqués par les poussières. Ce critère correspond à une classe M4 suivant la norme FED-STD-209E [14].

Le contrôle de la contamination de l'instrument EIT est axé selon 2 objectifs :

1. conserver une sensibilité maximale au rayonnement EUV dans les plages spectrales d'intérêt;
2. éviter toute contribution parasite du spectre visible ou infrarouge.

Le premier paramètre implique d'éviter toute contamination avant lancement et pendant la mission, ce qui est la cause principale de perte de signal dans un instrument EUV. Le second nécessite l'emploi de précautions particulières pour les filtres : montage, tests au sol et lancement sont des phases critiques qui peuvent endommager les fins films d'aluminium.

C'est pourquoi nous avons opté pour la mise sous vide interne de l'instrument une fois intégré. Bien que contraignante, cette solution permet d'éviter les efforts provoqués par la pression différentielle de part et d'autre des filtres mais protège également les surfaces internes de toute contamination extérieure et devrait favoriser leur dégazage.

Par ailleurs, le refroidissement du détecteur favorise l'accumulation d'une couche de condensation issue des composés dégazés sous vide. C'est pour cette raison que le détecteur sera équipé d'un système de réchauffage permettant la sublimation de ces éventuels composés condensés.

VI ETAPES DE REALISATION ET D'ETALONNAGE

VI.1 Cas général

Lorsque le design des différents composants est figé, c'est la phase de réalisation qui est entamée. Selon la philosophie de développement sélectionnée, différents modèles sont réalisés et testés en fonctionnement et en ambiance spatiale. Ces tests doivent également comprendre les mesures prévues dans le plan d'étalonnage destinées à construire les fonctions de réponse instrumentales. Cette première étape de calibration de sous-systèmes est capitale car elle va confirmer ou mettre en évidence les performances réelles de l'instrument. C'est à ce stade que la mise à jour du modèle de réponse doit être effectuée. Des modifications de design peuvent alors être nécessaires pour atteindre les objectifs de base.

On procède aussi à l'analyse des effets des paramètres environnementaux tels que les conditions thermiques et le niveau de radiation, qui peuvent provoquer des modifications de la réponse, de manière à définir au mieux les conditions opérationnelles et les éventuelles adaptations du design à mettre en œuvre.

Lorsque tous les éléments sont réalisés et assemblés, les tests au niveau système sont entrepris. On procède à l'acceptance du modèle de vol (tests thermiques, vibratoires, acoustiques, compatibilité électromagnétique, ...) ainsi qu'à des mesures de calibration. En fonction du plan d'étalonnage, ces dernières mesures vont confirmer le modèle de réponse construit sur base des sous-éléments. Ce test est généralement plus délicat en raison de la sensibilité plus faible du système complet, qui requiert un rayonnement comparable à celui qui sera observé en orbite. De plus, le risque de contamination de l'ensemble nécessite des précautions de propreté accrues.

VI.2 Application à EIT

Dans ce cas particulier, notre modèle de réponse correspond à l'équation (12) où les fonctions de calibration M_{GFAk} sont les perturbations des spatiales des grilles-supports des différents filtres, $M_{vignettage}$ est la fonction de vignettage du bafflage interne, M_{CCD1} est le facteur de conversion énergie/signal digital et M_{CCD2} représente les non-uniformités de réponse des différents pixels du détecteur.

$$\int_0^{\infty} \int_{\tilde{t}}^{\tilde{t}+\tau} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A_{eff}(\lambda, P, Q) R_{\theta}(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T) L_{\lambda}(\theta_x, \theta_y, \lambda, t) d\lambda dt d\theta_x d\theta_y \quad (12)$$
$$= M_{GFA2}(i, j, Q) M_{GFA3}(i, j, P, Q) M_{CCD1} M_{CCD2}(i, j, Q) M_{vignettage}(i, j, Q) S(i, j, \tilde{t}, \tau, P, Q)$$

Nous avons évalué l'aire effective A_{eff} du système à partir des mesures effectuées face au rayonnement synchrotron [13] [15]. Les paramètres théoriques ont été ajustés pour obtenir des modèles théoriques en bonne concordance et permettre l'extrapolation des courbes en dehors des plages de mesure. Nous présentons en figure 13 les aires effectives dans les 4 canaux de l'instrument ($Q=17,1-...-30,4$ nm), pour les positions $P=1-2-3$ de la roue à filtres, les 2 autres positions ($P=4-5$) étant similaires à $P=2$. Ces courbes caractérisent le pouvoir de sélection spectrale qui est un paramètre essentiel pour l'instrument EIT. Nous noterons que c'est à 30,4 nm que la largeur de la fenêtre spectrale est la plus importante, pour assurer un rendement suffisant et des temps de pose compatibles avec les phénomènes observés. A 28,4 nm, l'instrument présente le

plus faible rendement, les filtres interférentiels ont été optimisés pour limiter la contribution parasite de la raie intense à 30,4 nm.

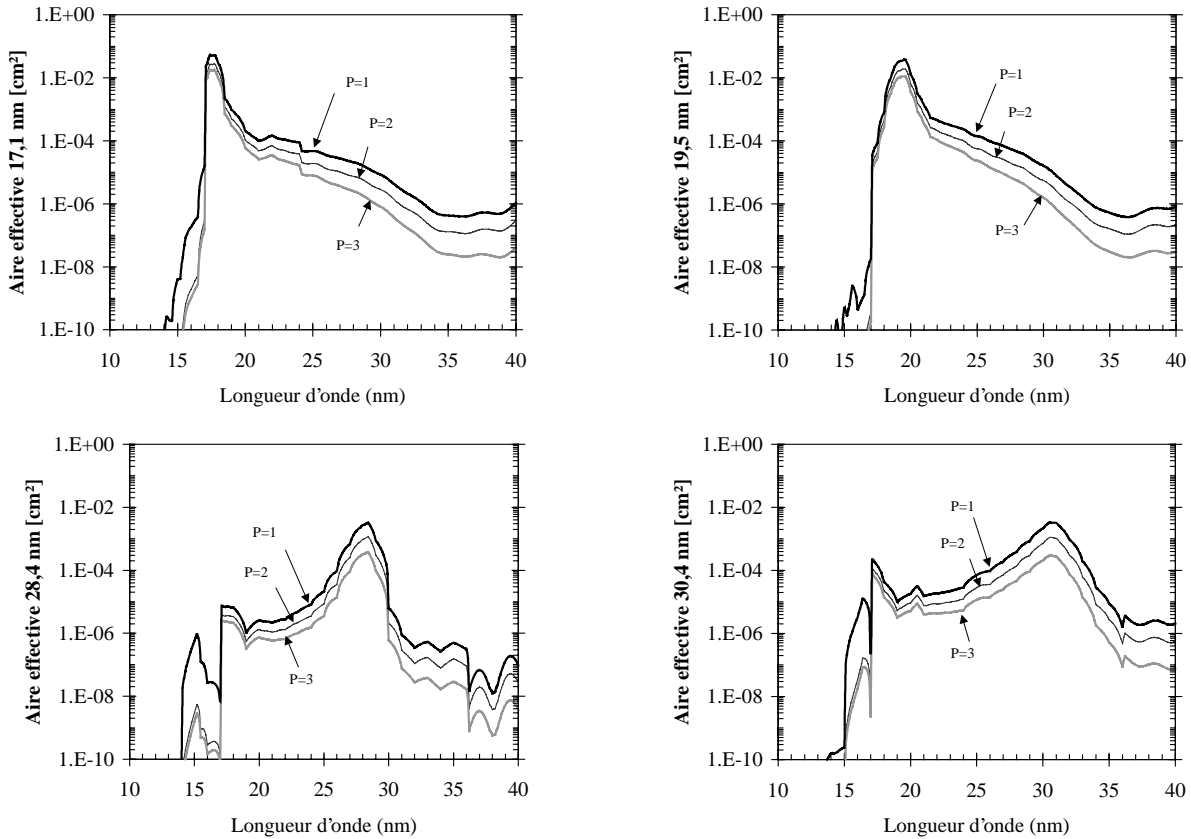


Figure 13: Aires effectives des sous-télescopes d'EIT

A partir de ces aires effectives et des courbes de radiance spectrale théoriques (fig. 5), nous avons mis à jour nos estimations du signal théorique. Elles sont détaillées en table 5, elles se rapportent à une source étendue, nous avons supposé les fonctions M_k unitaires. Ces fonctions varient en réalité de quelques pourcents sur l'ensemble des pixels autour d'une moyenne unitaire (à l'exception de $M_{vignettage}$ qui a une moyenne de 0,99).

Table 5: Estimation du signal mesuré sur base des aires effectives de la fig. 13

Filtre P	Soleil	$Q = 17,1 \text{ nm}$ (DN/s)	$Q = 19,5 \text{ nm}$ (DN/s)	$Q = 28,4 \text{ nm}$ (DN/s)	$Q = 30,4 \text{ nm}$ (DN/s)
1	régions calmes	128	88	1,3	4,2
	régions actives	2256	1590	21	67
2, 4, 5	régions calmes	66	46	0,5	1,5
	régions actives	1156	826	7,6	23
3	régions calmes	43	27	0,17	0,5
	régions actives	752	486	2,7	8,2

Nous avons évalué la qualité image à partir des mesures interférométriques pour $\lambda=633 \text{ nm}$, que nous avons transposées dans chaque canal EUV [3] [15]. Nous avons ainsi calculé les PSF et déduit la fonction R_θ pour tous les points du champ. La figure 14 illustre la PSF du télescope seul, dans le canal 17,1 nm. En figure 15, nous avons combiné le télescope avec la mosaïque de pixels

pour en déduire la MTF de l'instrument. Ces courbes représentent la ligne de niveau à mi-hauteur de la MTF. Les points intérieurs présentent une MTF supérieure à 0,5, le point central atteignant l'unité.

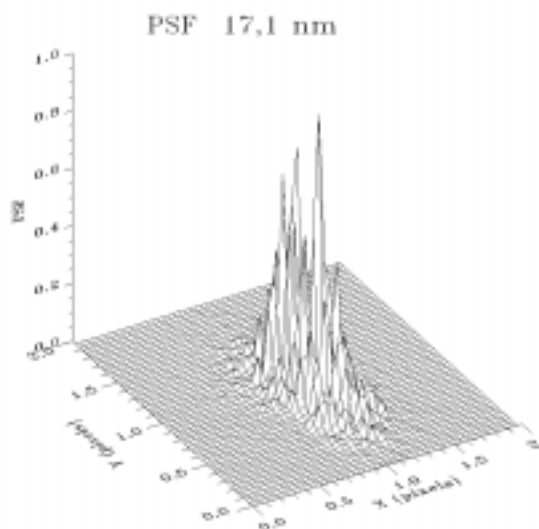


Figure 14: PSF du système optique à 17,1 nm ($\theta=16$ arcmin)

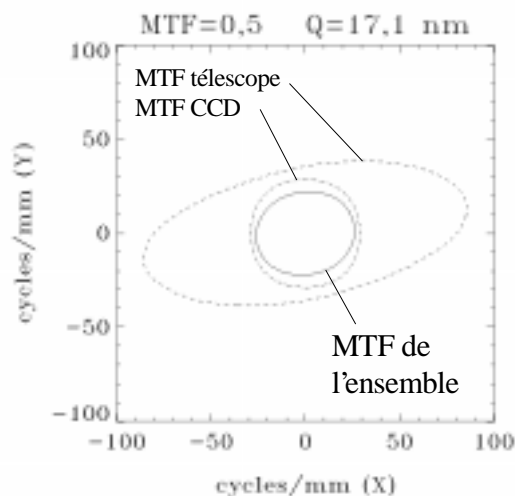


Figure 15: Courbes d'isovaleurs MTF=0,5 des sous-systèmes et de l'instrument complet ($T=20^{\circ}\text{C}$, $\theta=16$ arcmin)

Nous avons mené une analyse détaillée de la fonction de champ de vue R_{θ} , qui a mis en évidence une forte dépendance envers deux paramètres :

- l'angle de champ du pixel (i,j) considéré modifie la focalisation effective, qui n'est optimisée que pour l'angle de 16 arcmin; cet effet est produit par l'aberration de courbure de champ inhérente à la formule optique utilisée ;
- les écarts de température par rapport à la température d'alignement ($+20^{\circ}\text{C}$) modifient également la focalisation ;
- une modification de la focalisation produit un étalement du champ de vue, mais introduit un décentrement en raison de la configuration des 4 sous-pupilles.

Ces effets combinés sont illustrés en figure 16, qui représente les isocontours de la fonction $R_{\theta} = 0,1$ d'un pixel (i,j) localisé dans un angle de champ de 16 arcmin. Cette figure compare le champ de vue à 20°C au champ de vue dégradé par l'élévation de température à $26,2^{\circ}\text{C}$, où apparaissent un étalement et un décentrement de la fonction.

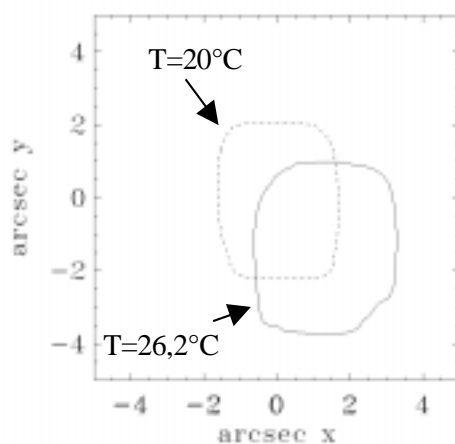


Figure 16: Isocontours $R_\theta = 0,1$ pour $T=20$ et $26,2^\circ\text{C}$ ($Q=17,1$ nm), tracés selon les variables θ_x et θ_y

Nous avons ainsi mis au point un modèle complet de la réponse instrumentale avant le lancement de la sonde SOHO. Il restera entaché de plusieurs sources d'imprécisions :

- Le plan de calibration en laboratoire a été correctement suivi, à l'exception des mesures sur l'instrument complet qui ne sont plus valables en raison d'un démontage ultérieur et du remplacement de la caméra de vol peu avant le lancement.
- Nous ne disposons pas d'une caractérisation précise des erreurs sur les mesures obtenues face au synchrotron. Des variations peuvent atteindre 20 % dans les mesures de transmission de filtres de constitution identique, et plus de 30 % pour les réflectivités des multicouches. Les mesures de l'efficacité du détecteur sont également affectées d'une dispersion d'environ 40 %.

VII SUIVI DE L'INSTRUMENT EN ORBITE

VII.1 Cas général

La période qui suit le lancement est une phase critique pour l'instrument. Les conditions extrêmes du tir et de la mise en orbite (environnement thermique et vibratoire, redistribution des poussières présentes dans l'instrument) sont fort susceptibles de faire apparaître des changements dans la réponse de l'instrument, avant même le début des premières observations. Toutes les données de télémétrie disponibles doivent être analysées pour évaluer l'état de l'instrument (températures, conditions de pointage, ...), et définir d'éventuelles actions correctrices avant sa mise en service (ajustement du contrôle thermique, dégazage initial de l'instrument, ...).

Une fois la phase opérationnelle entamée, trois objectifs doivent être recherchés :

- confirmer l'étalonnage en vol de la réponse instrumentale,
- assurer un suivi de l'évolution de la réponse,
- maintenir un instrument opérationnel pour la durée de la mission.

Lorsqu'il est possible, l'étalonnage d'un instrument d'observation en orbite en début de mission permet de confirmer le travail de caractérisation qui a été effectué avant le lancement. Ceci nécessite une source de référence stable dont le spectre est bien caractérisé, qui doit être accessible en orbite. Cette source peut être extérieure à l'instrument (par exemple un objet céleste de référence), ou faire partie de l'instrumentation embarquée (une lampe de calibration). Il peut également être envisageable d'effectuer cet étalonnage par comparaison d'une observation avec un autre instrument dont la réponse est bien caractérisée.

Tout au long de la mission, l'instrument doit être régulièrement contrôlé, au moyen d'une séquence de calibration, qui fournit des conditions d'observation reproductibles afin de surveiller l'évolution de la réponse. Les modifications de la réponse seront alors détectées et analysées en relation avec les conditions d'observation encourues par l'instrument en orbite. Des problèmes peuvent être générés par

- un phénomène de contamination,
- des mécanismes ou un détecteur défectueux,
- des conditions environnementales qui s'écartent des conditions nominales.

Selon le type de dégradation encourue, des actions correctrices limitées peuvent être envisagées :

- modification des conditions thermiques pour réduire la contamination, au moyen de systèmes de contrôle embarqués ou par une modification de l'orientation du satellite ; dans ce cas, il est nécessaire d'assurer l'évacuation des composés dégazés ;
- optimisation de l'utilisation des mécanismes en fonction des défauts détectés ;
- optimisation des séquences d'observation.

Pour améliorer la connaissance de la réponse effective en orbite, un étalonnage au moyen d'un instrument similaire lancé à bord d'une fusée sonde est une solution qui peut apporter toutes les informations nécessaires à une mise à jour complète des fonctions de réponse. La comparaison dépendra de la qualité de l'étalonnage du nouvel instrument.

VII.2 Application à EIT

VII.2.1 Introduction

Le lancement d'EIT à bord du satellite SOHO s'est déroulé sans problème le 2 décembre 1995. Pointée nominale vers le soleil dès les premières heures de la phase de transfert, la sonde a atteint son orbite en février 1996 et les observations d'EIT sont entamées dès la mi-janvier 1996. L'instrument est dans des conditions opérationnelles nominales et délivre un signal effectif dans chaque canal EUV [16].

Un exemple de mesure obtenue en début de mission est présenté en figure 17, où les différentes intensités sont représentées en fausses couleurs.

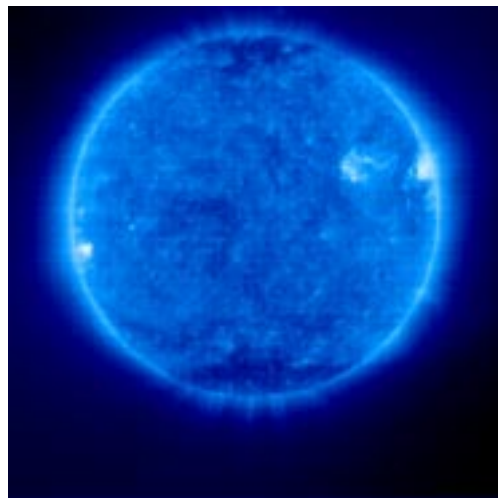


Figure 17: Image enregistrée en fév-96 dans le quadrant $Q=17,1$ nm

Nous avons relevé le signal enregistré dans les différentes configurations de l'instrument (table 6) en début de mission. Ces données ne sont qu'indicatives, étant donné la variabilité du soleil et son activité réduite à cette époque du cycle solaire. Bien qu'inférieures aux prédictions, le signal mesuré montre que l'instrument est bien adapté aux observations solaires à cette époque du cycle, sachant que l'obturateur mécanique ne permet pas des durées d'exposition inférieures à la seconde.

Table 6: Signal mesuré lors des premières observations (fév-mar 96)

Filtre P		$Q = 17,1$ nm (DN/s)	$Q = 19,5$ nm (DN/s)	$Q = 28,4$ nm (DN/s)	$Q = 30,4$ nm (DN/s)
1	régions calmes	90~140	45~50	1,0~1,2	30~45
	régions actives	1.100	650	50	220
2, 4, 5	régions calmes	40~60	20~22	0,3~0,4	9~13
	régions actives	600	400	20	130
3	régions calmes	25~35	10~13	0,10~0,15	2,7~3,5
	régions actives	400	300	5	50

VII.2.2 Etalonnage de l'instrument en orbite

Aucune source calibrée EUV n'est disponible pour contrôler l'étalonnage de l'instrument EIT en opération au point de Lagrange L_1 . Le soleil est une source étendue mais non uniforme et très variable. Seul le pointage exceptionnel de la plate-forme SOHO garantit des conditions thermiques stables et un champ de vue instrumental constant par rapport au centre du disque solaire. Conséquence de ce pointage stable, seule la zone fixe éclairée par le disque solaire sera soumise régulièrement au rayonnement EUV solaire. C'est dans cette région que le suivi de la réponse EUV solaire pourra être assuré.

Seule l'évaluation de la transmission des filtres de la roue est envisageable sous certaines limitations. Cette information peut être obtenue par comparaison directe du signal entre 2 images,

une sans filtre dans la roue $P=1$ (conditions I_1) et une avec un filtre $P>1$ (conditions I_2). Si l'instrument est éclairé par une source étendue (radiance constante sur le champ du pixel considéré), la fonction de réponse $R(\lambda, I_2)$ pour $P>1$ est approximativement la fonction $R(\lambda, I_1)$ multipliée par la transmission spectrale du filtre $T(\lambda, P>1)$. En supposant que la radiance L_λ à l'entrée de l'instrument est constante pendant les durées d'exposition τ_1 et τ_2 , qu'elle n'a pas varié entre ces 2 mesures, l'évaluation du rapport des signaux mesurés s'exprime selon (13).

$$\frac{S(I_2)}{S(I_1)} = \frac{\tau_2 \int_\lambda T(\lambda, P > 1) R(\lambda, I_1) L_\lambda(\lambda, t_2) d\lambda}{\tau_1 \int_\lambda R(\lambda, I_1) L_\lambda(\lambda, t_1) d\lambda} \approx \frac{\tau_2 T(Q, P > 1) \int_\lambda R(\lambda, I_1) L_\lambda(\lambda, t_2) d\lambda}{\tau_1 \int_\lambda R(\lambda, I_1) L_\lambda(\lambda, t_1) d\lambda} \quad (13)$$

Si $\int_\lambda R(\lambda, I_1) L_\lambda(\lambda, t_1) d\lambda = \int_\lambda R(\lambda, I_1) L_\lambda(\lambda, t_2) d\lambda$, alors le rapport $S(I_2)\tau_1/S(I_1)\tau_2$ est équivalent à la transmission moyenne du filtre P dans la fenêtre spectrale du quadrant Q . En calculant ce rapport sur l'ensemble des pixels du disque solaire, nous avons retrouvé des valeurs proches des mesures au sol, avec une dispersion de l'ordre de 10 %, en raison des variations solaires qui affectent en réalité le rapport (13).

VII.2.3 Variations de la réponse

Une fois en opération à bord de SOHO, nous avons détecté deux types de dégradations de la réponse instrumentale d'EIT :

- Une dégradation produite par l'accumulation d'un dépôt absorbant sur la surface froide du CCD. Nous avons observé un effet de dégradation uniforme réparti dans tous les pixels du détecteur, ainsi que des effets locaux dus à des cristaux formés directement sur le CCD.
- Une dégradation due à l'exposition importante et répétée au rayonnement EUV des pixels situés en permanence dans la zone éclairée par le disque et le limbe solaire.

Nous avons mené des études détaillées afin de caractériser ces dégradations et en déduire leur origine. Nous en avons déduit les deux mécanismes suivants :

- Les effets de la contamination se manifestent par une absorption du rayonnement EUV avant d'atteindre le détecteur. C'est très probablement de l'eau, constituant majoritairement adsorbé par les surfaces intérieures de l'instrument avant la mise en orbite, qui se condense sur le détecteur en permanence refroidi à -67°C . La mauvaise conductance de pompage de la section de la caméra empêche l'évacuation définitive de ce contaminant, qui reste donc confiné dans la cavité du détecteur.
- Les surexpositions EUV provoquent des dégâts dans la structure interne du détecteur CCD. En mettant en œuvre la technique de transfert de photon appliquée aux images solaires de vol, nous avons démontré que les expositions importantes au rayonnement EUV encourues par certaines régions du détecteur sont à l'origine d'une perte de l'efficacité de collection des photocharges du CCD. Notre analyse des images de courant d'obscurité a également démontré la présence de charges piégées préférentiellement dans les pixels du disque solaire. Ces études nous ont permis de conclure à un phénomène de charge de la couche d'oxyde qui recouvre le silicium du détecteur, qui est provoqué par son exposition importante au rayonnement EUV et son refroidissement permanent, conditions rarement atteintes en laboratoire.

Afin d'enrayer cette perte continue de réponse, le système de réchauffage du détecteur a été activé régulièrement. Cette procédure a permis de restaurer partiellement la réponse en montant la température du CCD de -67°C à $+10^\circ\text{C}$. Nos analyses détaillées ont démontré que l'amélioration

obtenue provient à la fois d'une suppression de la couche de contaminant et d'une récupération partielle de la perte du pouvoir de collection de charges. Cependant, la perte de réponse reprend dès que le refroidissement et les observations EUV sont réactivés. Des séquences de réchauffage sont programmées périodiquement en fonction du dégât atteint et des campagnes d'observation programmées.

Malgré l'absence d'une source EUV stable et étalonnée, nous avons pu déduire une valeur approchée des variations de la réponse EUV, en reportant la valeur médiane des signaux (DN/s) enregistrés par les pixels de la zone du disque solaire. Cette valeur, normalisée à l'unité en début février 1996, est représentée en figure 18 pour les quadrants 17,1 nm ($R_{17,1}$) et 30,4 nm ($R_{30,4}$). Les interruptions de ces courbes correspondent aux séquences de réchauffage indiquées sur cette même figure. On observe ainsi en juin 1997 une perte qui atteint 80 % du signal de référence. Cette méthode présente d'importantes limitations mais c'est la seule qui permet un suivi de la réponse :

- les variations de l'activité solaire apparaissent malgré le filtrage médian ;
- le signal médian dans les quadrants 19,5 et 28,4 nm n'est pas exploitable en raison de la structure de la couronne solaire à ces longueurs d'onde ;
- ces courbes ne renseignent pas sur la réponse EUV des pixels localisés en dehors de la région du disque solaire.

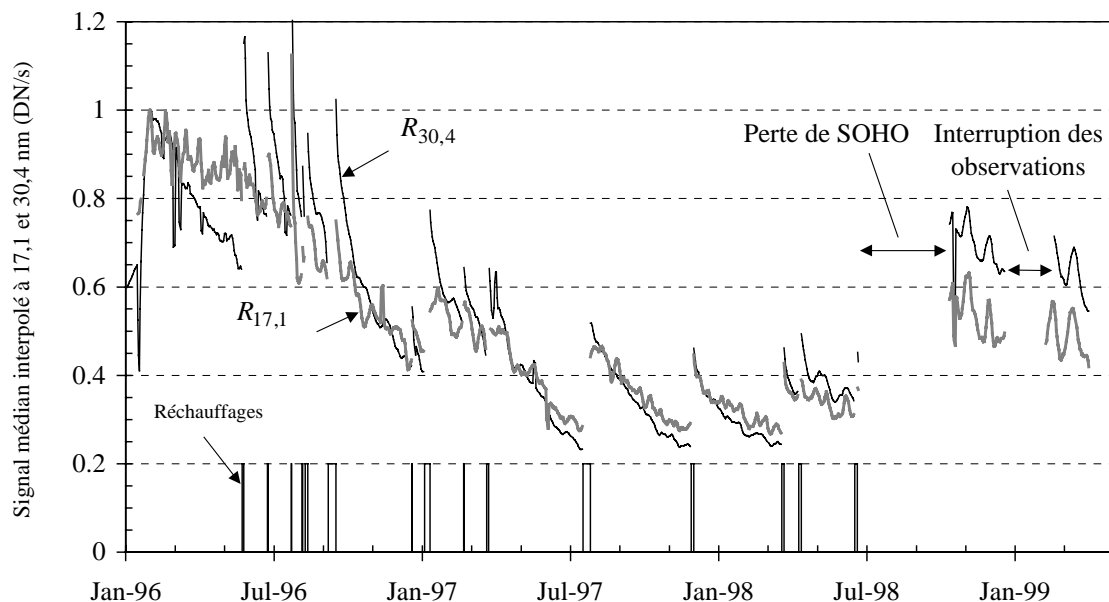


Figure 18: Variations de la réponse de l'instrument EIT, normalisée à sa valeur au 01-fév-1996 dans les quadrants $Q=17,1$ et $30,4$ nm

En juin 1998, suite à une erreur d'étalonnage des gyroscopes, le contrôle de la plate-forme SOHO est perdu. Le pointage n'est plus du tout stabilisé et le satellite se met en rotation sur lui-même. Les communications avec la sonde ainsi que la puissance électrique à bord sont interrompues. Les instruments de SOHO sont ainsi soumis à des conditions environnementales qui sortent des plages opérationnelles pendant plus de 2 mois, au terme desquels le contrôle sera progressivement repris. C'est en octobre 1998 que l'instrument EIT est réactivé. La rotation du satellite a exposé régulièrement le radiateur et les faces latérales de l'instrument au rayonnement solaire, procurant ainsi un environnement thermique plus chaud qu'en mode opérationnel. EIT ne présente aucun dommage suite aux conditions encourues. Au contraire, nous enregistrerons une amélioration de la réponse jusqu'alors impossible à atteindre avec les séquences de réchauffage, comme l'indique

l'amélioration du signal entre juin et octobre 1998 (fig. 18). Nous expliquons clairement cette évolution grâce à nos analyses précédentes :

- Le réchauffage prolongé a permis aux constituants dégazés d'être évacués progressivement par la faible conductance de pompage.
- Le détecteur a atteint une température estimée à $+45^{\circ}\text{C}$ pendant cet incident. Les séquences de réchauffage nominales ($T_{\text{max}} \sim +15^{\circ}\text{C}$) ne permettent pas d'atteindre cette température en raison du refroidissement permanent du radiateur et de la faible puissance de chauffage installée. L'agitation thermique obtenue à cette température élevée a probablement provoqué la migration d'une partie des charges de la couche d'oxyde, réduisant ainsi la perte d'efficacité de collection des photocharges.
- La pente devient moins forte, justifiant la disparition du contaminant.

En décembre 1998, SOHO perd son dernier gyroscope opérationnel. Les observations sont interrompues pendant 6 semaines au cours desquelles le pointage approximatif du satellite est maintenu. C'est en février 1999 que les observations reprennent, après chargement d'un nouveau programme de contrôle d'attitude destiné à fonctionner sans gyroscope. La réponse d'EIT (fig. 18, février 1999) n'a pas subi de modification apparente, conséquence du maintien des conditions environnementales.

VII.2.4 Etalonnage en vol

VII.2.4.1 Lampe de calibration

L'instrument est doté d'une lampe de calibration, qui permet d'éclairer le détecteur à la place du rayonnement EUV solaire. Cette lampe à incandescence permet d'obtenir la réponse du CCD dans le domaine visible et proche-infrarouge. Le suivi de la réponse à cette lampe de calibration (fig. 19) met en évidence des dégradations localisées dans le disque solaire, qui ne dépassent pas 30 % du signal de référence. Les changements de réponse ainsi détectés sont donc moins importants que dans l'EUV. Nous justifions cette différence :

- par l'importance moindre de l'absorption du contaminant dans le visible ;
- par la plus grande profondeur de pénétration de photons visibles dans le silicium du CCD, qui génèrent des photocharges à proximité des électrodes de collection ; donc le signal visible est moins affecté par une baisse de l'efficacité de collection de charges.

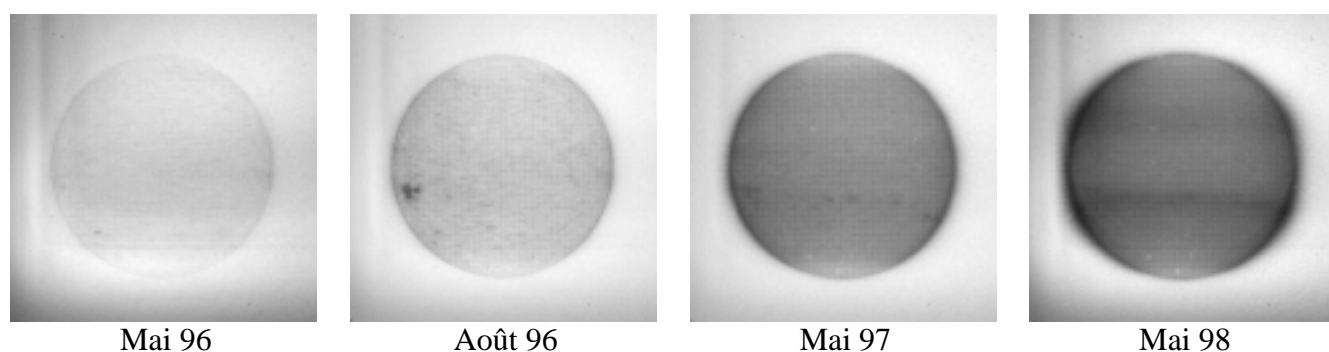


Figure 19: Variations relatives de la réponse à la lampe de calibration au cours des 29 premiers mois de la mission, les régions sombres indiquent des dégradations dans la réponse du détecteur

VII.2.4.2 Evaluation de la focalisation

En l'absence de source ponctuelle EUV dans le champ de vue d'EIT, la caractérisation de la fonction de champ de vue n'est pas aisée. Néanmoins, notre étude paramétrique de la fonction de champ de vue a mis en évidence une forte dépendance de R_θ envers la température du système optique. Un écart par rapport à la température d'alignement introduit une défocalisation qui étale et décentre la fonction de champ de vue. Nous avons mené une étude du décentrement des images transmises dans les différents canaux EUV, afin de déterminer la focalisation effective. En se basant sur la morphologie du limbe solaire et sur la remarquable stabilité de pointage de SOHO, nous avons déterminé un décentrement diagonal de l'ordre de 0,3 pixel, qui correspond à une défocalisation de 253 μm , lorsque le système optique est à 20°C. Ce résultat caractérise les points du limbe solaire, c'est à dire les points du champ à 16 arcmin, pour lequel l'optimisation de l'alignement a été réalisée (la défocalisation devrait y être nulle). Selon nos études théoriques, cette défocalisation est compensable par une élévation de température de 3°C.

Un réchauffage du système optique a été effectué en mars 1999 pendant une dizaine de jours, ce qui nous a permis de tracer les courbes de la figure 20. Cette figure démontre l'amélioration du centrage des images avec l'élévation de température, telle que nos études théoriques le prédisent [17].

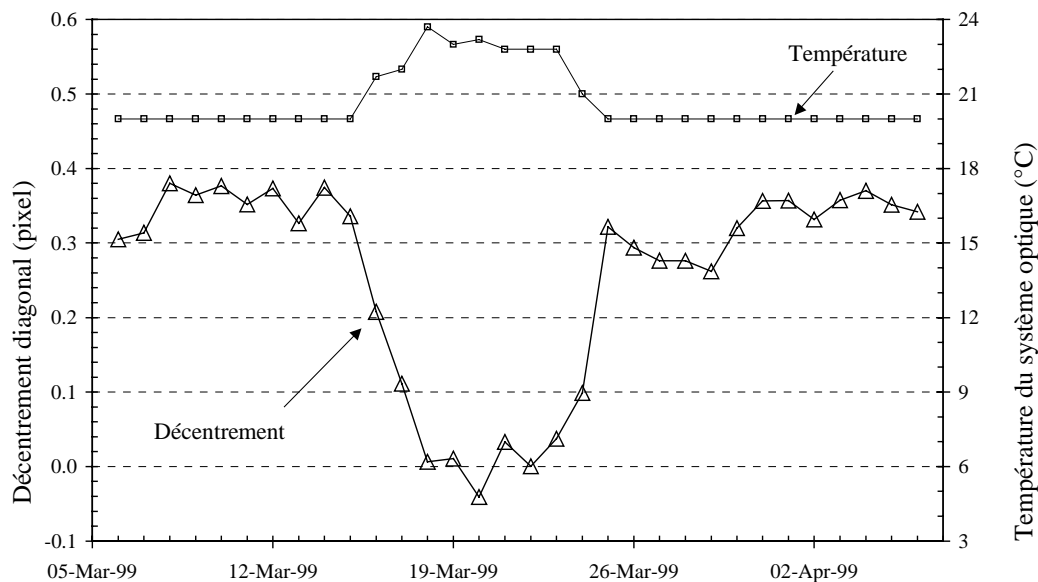


Figure 20: Décentrement moyen observé entre les différents canaux EUV lors de la phase de réchauffage du système optique en mars 1999. Une élévation de 3°C permet d'annuler le décentrement et donc la défocalisation à 16 arcmin.

Ceci nous permet :

- de définir une correction de la fonction R_θ , en soustrayant 3°C à la température retransmise par la télémétrie pour introduire la défocalisation détectée, probablement produite par une erreur dans les tables de calibration des thermistances;
- d'obtenir une meilleure qualité image en augmentant la température de référence de 20°C à 23°C.

VII.2.4.3 Fusée sonde EIT-Calroc

La disponibilité d'un jeu d'éléments de rechange du télescope EIT (optiques, filtres et détecteur) a permis la mise au point d'un second instrument EIT pour un vol en fusée sonde destiné à mettre à jour l'étalonnage d'EIT-SOHO. La caractérisation de ces différents éléments face au rayonnement

EUV synchrotron lors du programme EIT-SOHO a confirmé la bonne similarité avec le matériel embarqué à bord de SOHO. L'instrument EIT-Calroc emportera une nouvelle électronique de vol ainsi qu'un nouveau jeu de filtres d'entrée.

Un instrument embarqué dans une fusée sonde est soumis à un environnement très différent d'une mission satellite :

- vol de courte durée (5 à 10 minutes d'observation en haute altitude),
- contraintes mécaniques très importantes lors de la phase de lancement,
- environnement thermique transitoire (les sections de la fusée atteignent +80°C),
- effets de l'absorption de l'atmosphère résiduelle en fonction de l'altitude atteinte.

En raison de ces conditions particulières, des modifications seront apportées à l'instrument EIT :

- remplacement du contrôle thermique actif du système optique par un montage athermique pour garantir un positionnement stable des miroirs et du détecteur dans une large plage de température, notre étude a démontré que pour retrouver les effets d'une variation de 6°C sur EIT-SOHO, il faut une modification de 38°C sur l'ensemble du système optique d'EIT-Calroc;
- refroidissement du détecteur par un lien conductif vers un réservoir d'azote liquide embarqué ;
- tests en vibration additionnels pour étendre la qualification des éléments existants du programme EIT-SOHO ;
- optimisation de la chaîne électronique pour permettre la prise d'images à haute cadence au cours des quelques minutes d'observation.

L'instrument EIT-Calroc sera tiré avec succès de la base de WSMR (White Sands Missile Range, Nouveau Mexique, USA) le 17 octobre 1997. Il fournira un jeu complet d'images dans les différents quadrants EUV. A bord de SOHO, un surcroît de télémétrie sera alloué à EIT pour assurer des prises d'image à haute cadence et garantir le recouvrement des observations simultanées des 2 instruments EIT. Nous avons traité de façon approfondie les images obtenues pour procéder à une comparaison directe des signaux simultanés fournis par les 2 instruments EIT, l'un situé en orbite autour du point de Lagrange L_1 , l'autre à 350 km d'altitude. Le résultat principal de cette analyse est un jeu de cartes de référence ($Q=17,1-19,5-28,4-30,4$ nm) qui caractérisent la dégradation du signal délivré par chaque pixel de l'instrument EIT-SOHO. La carte $Q=17,1$ nm est illustrée en figure 21, où apparaît la dégradation produite par l'exposition importante des pixels éclairés par le disque solaire (régions sombres). Certains pixels présentent une réponse qui n'atteint plus que 10 % du niveau de réponse des pixels éloignés du disque solaire.

L'exploitation des résultats de la mission EIT-Calroc présente des limitations dues à :

- la présence d'un bruit de lecture important ($\sigma_{\text{Calroc}}=17$ DN/pixel en mode binné 2x2 et $\sigma_{\text{SOHO}}=1,6$ DN/pixel) dû à une mauvaise mise à la masse dans la nouvelle électronique du détecteur, qui perturbe essentiellement les régions à faible signal ;
- la résolution dégradée des images utilisées pour la comparaison qui a nécessité des prises de vue en mode sommé 2x2 pour réduire les temps de traitement et de codage ;
- l'absence de mesures fiables d'étalonnage de l'instrument EIT-Calroc complet ;
- un recouvrement partiel des camps de vue des 2 instruments EIT ;
- des incertitudes sur la réponse EUV du détecteur ;
- l'évolution permanente de la réponse d'EIT-SOHO, qui rend ces cartes de dégradation rapidement obsolètes.

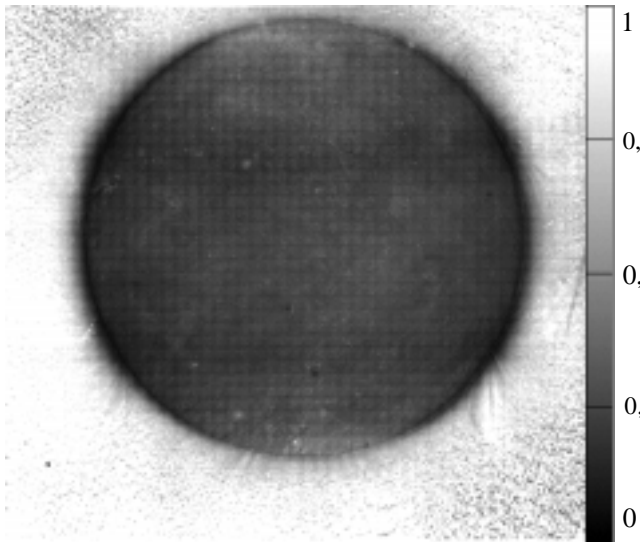


Figure 21: Carte de dégradation pour $Q=17,1$ nm obtenue au moyen de la recalibration avec la fusée sonde Calroc

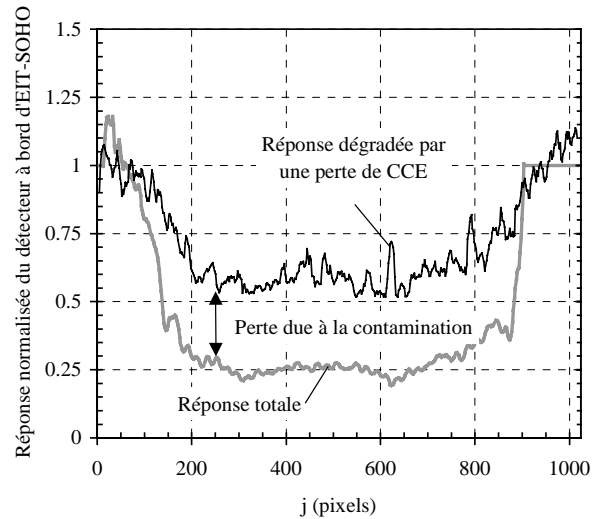


Figure 22: Quantification des différents types de dégradations qui affectent la réponse d'une bande verticale de 32×1024 pixels localisée au centre du champ

En utilisant instrument identique à EIT-SOHO et une campagne de calibration similaire, nous avons retrouvé les mêmes incertitudes dans la réponse instrumentale d'EIT-Calroc. Ces problèmes mettent en évidence les difficultés dues aux impératifs de planning qui n'ont pas permis d'améliorer les séquences d'étalonnage du nouvel instrument. Ces restrictions réduisent considérablement les possibilités de recalibrer efficacement l'instrument EIT à bord de SOHO. EIT-Calroc sera exploité principalement pour corriger les non-uniformités de pixel à pixel, en devant s'accommoder des perturbations importantes produites par le bruit superposé au faible signal en dehors du disque solaire.

Sur EIT-SOHO, nous avons mené une campagne de mesures destinées à caractériser l'état de vieillissement peu après la mission EIT-Calroc. En mettant au point des séquences à haute cadence, nous avons pu évaluer la perte d'efficacité de collection de charge (CCE) sur des bandes verticales du détecteur (32×1024 pixels) pour la comparer à la perte totale déduite des mesures de la fusée sonde (fig. 22, bande verticale centrale passant par l'axe N-S solaire). Ce résultat important nous a permis de discerner la part de perte de signal produite par contamination de celle attribuable à une dégradation interne du détecteur.

VII.2.5 Mise à jour des fonctions de réponse instrumentales

Les premières images de vol ont été utilisées pour mettre à jour les fonctions de modulation spatiale des grilles-supports des filtres situés à proximité du détecteur [16]. Nous ne disposons pas de tous les paramètres pour définir ces fonctions avant le lancement.

Notre étude a fourni plusieurs éléments destinés à prendre en compte l'évolution permanente de la réponse du détecteur en vue d'une exploitation scientifique des données EIT retransmises par SOHO.

- Confirmation de la valeur du gain en utilisant la technique de transfert de photons avec les images de lampes de calibration.
- Correction de la fonction de champ de vue R_θ en fonction de la température enregistrée à bord d'EIT.
- Mise à jour de la réponse des pixels situés dans le disque solaire ($\theta < 16$ arcmin) sur base des courbes interpolées de la figure 18.
- Identification et correction du vieillissement localisé produit par l'ombrage permanent des grilles-supports de filtres.
- Identification du rayonnement à 30,4 nm comme responsable d'une dégradation plus importante, ce qui implique des restrictions sur les observations à cette longueur d'onde.

VIII APPORTS PERSONNELS

Ayant établi la méthodologie générale à suivre pour la mise au point d'un instrument spatial, en l'appliquant au télescope imageur EIT, il paraît opportun de préciser quels ont été nos apports personnels dans ce projet qui a rassemblé les compétences de plusieurs instituts internationaux.

Dans le cadre des missions EIT-SOHO et EIT-Calroc, nous avons mené à bien une série d'études ayant pour but commun l'assurance d'atteindre les objectifs scientifiques d'EIT. Nous rappelons ici nos contributions personnelles au long de ces projets.

VIII.1 Conception et mise au point de l'instrument EIT-SOHO

- Participation à la conception générale d'EIT-SOHO, ainsi qu'à tous les tests en laboratoire jusqu'au lancement du satellite SOHO [18].
- Etude, mise au point et qualification du système de porte étanche.
- Etude des tests en vibrations de l'instrument complet et application d'un formalisme adapté à l'étude des vibrations de sous-systèmes [19].
- Mise à jour du modèle thermique complet (au format standard ESATAN), corrélation avec les tests thermiques au niveau satellite et définition des zones "radiateurs" sans MLI destinées à assurer la température d'équilibre requise [18] [20].
- Exploitation des mesures brutes d'erreur de front d'onde à 633 nm pour construire les PSF dans l'EUV [3] [15] et en déduire la fonction de champ de vue R_θ . Etude paramétrique détaillée de la fonction R_θ ainsi construite (dépendance en T et θ) [17].
- Calcul théorique du vignettage des baffles [17].
- Calcul des réponses théoriques des dépôts multicouches et des filtres aluminium.
- Calcul théorique de la modulation des grilles-supports (effets d'ombrage) des filtres en aluminium [17].
- Mise au point d'un modèle complet de réponse théorique.
- Mise à jour de ce modèle de réponse théorique [21] à partir des mesures des réponses individuelles des éléments au rayonnement synchrotron compilées en référence [13].
- Participation à la mise au point et au test d'une mesure du signal EUV de l'instrument complet au moyen d'un collimateur EUV [15].

VIII.2 Suivi et étude de la réponse de l'instrument en orbite

- Validation du modèle théorique des fonctions d'ombrage à partir du motif extrait des images de vol [17].
- Mise en œuvre de la technique d'analyse de transfert de photons sur les images retransmises par EIT, et déduction des diagnostics associés :
 - calcul du gain de la chaîne électronique [22],
 - vérification de la nature "visible" de la première fuite de lumière du filtre d'entrée ($Q=28,4$ nm) [22],
 - identification et quantification d'une perte de réponse par abaissement de l'efficacité de collection de charges dans les régions à forte exposition EUV [22],
 - mise au point et application d'une séquence originale pour l'analyse des transferts de photons sur des régions étendues (32x1024) pour une exploitation complémentaire des résultats de la mission EIT-Calroc [23].
- Etude des effets de la contamination du détecteur par de la glace dans les différents canaux EUV [22].

- Contribution à la mise au point de la séquence d'étalonnage "standard" utilisée avant et après chaque réchauffage du détecteur.
- Analyse des images de courant d'obscurité à partir desquelles nous avons identifié la présence de charges piégées dans les régions fortement exposées [23].
- Exploitation des images de la lampe de calibration pour caractériser l'évolution de la réponse en orbite [22] [23].
- Quantification des améliorations obtenues avec les séquences de réchauffage [22] [23].
- Evaluation originale de la focalisation par analyse du décentrement des images. Les résultats ont été vérifiés en réchauffant l'instrument [17]. Ceci permet de mettre à jour la fonction de champ de vue en fonction de la température retransmise par la télémétrie, et d'optimiser la température du système optique.

VIII.3 Mise au point et exploitation de la mission fusée sonde EIT-Calroc

- Participation à la conception et à tous les tests de mise au point de l'instrument EIT-Calroc.
- Analyse du montage optique athermique d'EIT-Calroc pour vérifier l'indépendance de R_θ avec la température.
- Traitement des images de la fusée sonde et d'EIT-SOHO pour construire les cartes de dégradation de référence du détecteur d'EIT-SOHO [23].
- Exploitation des cartes de dégradation issues d'EIT-Calroc avec les résultats de l'analyse des transferts de photons pour identifier la part de perte par contamination de la dégradation interne du CCD [23].

IX CONCLUSIONS

IX.1 Conclusions générales

Lors de la construction et la mise en service d'un instrument spatial d'observation scientifique, l'établissement de la fonction de transfert instrumentale est une étape indispensable pour garantir une exploitation scientifique rigoureuse du signal retransmis au sol.

D'une part, l'observation dans l'espace limite les possibilités de contrôle et de modifications de l'instrumentation en orbite. D'autre part, l'environnement spatial, fondamentalement différent de l'environnement terrestre, présente de nombreux facteurs susceptibles de modifier les capacités d'observation et de mesure des expériences scientifiques. L'intérêt d'une caractérisation de la fonction de réponse au sol et en cours de mission est évident.

Nous avons présenté dans ce travail la méthodologie générale à suivre pour la mise au point d'un instrument spatial. Nous avons montré que l'étude détaillée de la réponse d'un instrument dès sa conception est un apport considérable pour la mission. En identifiant les paramètres-clés qui conditionnent la sensibilité globale et la performance d'imagerie, nous pouvons optimiser à la fois la conception mais également les différentes séquences de tests en laboratoire destinés à caractériser la réponse des différents éléments. Une fois en orbite, l'étude de l'évolution de la fonction de transfert est facilitée grâce à l'analyse de base de l'instrument qui a été préalablement menée.

Le développement d'une expérience spatiale fait appel à des techniques particulières, à la pointe des derniers aboutissements techniques. Les projets spatiaux poussent les industriels à développer et à mettre en oeuvre de nouvelles technologies. Dans ce contexte, les mesures des fonctions de réponse des différents composants ne sont généralement pas disponibles auprès des constructeurs. Ce sont des campagnes de mesure propres à l'instrument, sur les différents sous-systèmes qui sont utilisées pour construire la fonction de réponse globale. C'est donc après la fabrication des premiers modèles que la fonction de transfert instrumentale peut être évaluée expérimentalement.

Nous avons rappelé la formulation générale qui définit la relation entre le signal mesuré et les conditions d'observation. Les étapes de tests en laboratoire se limitent en général à définir le signal obtenu lorsque l'instrument est placé dans des conditions parfaitement caractérisées (équ. (3)), comme par exemple un flux collimaté. En partant de ce concept de base, nous avons établi une méthodologie basée sur la séparation des différentes fonctions de réponse qui est applicable selon des restrictions claires qu'il faut vérifier dès l'étape initiale de l'analyse. La nature des sous-systèmes et des observations à réaliser conditionnent cette hypothèse. Dans ce cadre, nous avons défini la ligne de conduite à adopter pour établir la fonction de transfert propre à l'instrument, destinée à permettre l'exploitation scientifique des résultats. En utilisant cette formulation, il est possible de construire la fonction de réponse globale à partir d'analyses et de mesures sur les composants individuels. Cette approche permet d'utiliser les modèles théoriques lorsque les résultats d'essais ne sont pas disponibles ou exploitables, en fonction de l'état d'avancement de la mise au point. Les études théoriques compensent les incertitudes liées aux variables non maîtrisées de la fonction de transfert. Elles mettent également en évidence les paramètres qui influencent directement les différents termes de la fonction de transfert, pour lesquels des vérifications spécifiques seront effectuées (étalonnages et qualité optique) et des précautions particulières seront prises (propreté).

Une fois l'instrument en orbite, à partir la structure de la relation instrumentale (équ. (5)), nous pouvons définir la première étape du processus de réduction des données, qui consiste à calculer le produit $M(I) S(I)$ et la fonction $R(\lambda, \theta_x, \theta_y, t, p, I)$. Un suivi adéquat des mesures retransmises doit

permettre la mise en évidence des modifications de ces fonctions qui apparaîtront en cours de mission. Selon l'importance des dégradations, des séquences particulières seront mises en œuvre pour quantifier et identifier les fonctions de réponses affectées par ces changements, puis éventuellement améliorer la réponse (décontamination, ...).

Dans notre application à l'instrument EIT, nous avons étudié en profondeur les caractéristiques de la réponse instrumentale du télescope EIT. Nous avons mis en lumière les particularités nécessaires à l'élaboration d'un instrument spatial destiné à des observations dans la gamme de longueurs d'onde de l'EUV. Les contraintes liées au développement d'un projet spatial ont été exposées, nous avons défini les différentes étapes indispensables à la mise au point d'un tel type d'instrument. Les différents choix lors de la conception sont discutés et justifiés, pour être soumis à une revue critique sur base des résultats réels de l'instrument en orbite.

Nous avons analysé tous les sous-systèmes de l'instrument qui interviennent dans la réponse globale, à partir de la méthodologie préalablement établie. Un modèle de réponse a été défini sur base d'études théoriques complétées par les mesures effectuées en laboratoire. Les aspects technologiques des optiques, des filtres et du détecteur ont été abordés et exploités pour être introduits dans l'évaluation de la performance globale du système. Les différentes approches théoriques développées dans ce travail nous ont permis de mener des études paramétriques sur la réponse du système complet. En outre, l'étude réalisée permet d'étendre le domaine d'application des fonctions de réponse pour lesquelles l'approche expérimentale n'a couvert que certains points de fonctionnement. Ainsi, par exemple nous sommes en mesure d'évaluer l'impact d'un contrôle thermique déficient sur les performances de l'instrument. Ce travail démontre l'importance de l'analyse au niveau système dans toutes les étapes de la vie d'un instrument spatial.

Une fois EIT en orbite, nous avons poursuivi notre étude de caractérisation sur base du signal retransmis par SOHO. Nous avons montré qu'une mise à jour précise des fonctions de réponse n'est pas possible. Néanmoins les dégradations principales ont été identifiées et quelques fois quantifiées, puis limitées, voire partiellement supprimées en optimisant les séquences opérationnelles et non-opérationnelles.

En pratique, le schéma théorique idéal ne fut pas respecté à plusieurs points de vue. Lors des phases d'étude et de mise au point au sol :

- pas de connaissance détaillée de la constitution réelle du détecteur, qui s'avère être l'élément dont la réponse présente les variations les plus importantes ;
- incertitude sur les mesures de calibration face au rayonnement EUV mal caractérisée, ce qui nous empêche d'établir un budget d'erreur réaliste sur la réponse globale ;
- pas de mesures EUV de l'instrument complet tel qu'il a été lancé, suite aux modifications effectuées peu avant le lancement.

Une fois l'instrument en orbite, nous avons fait face à d'autres difficultés :

- aucune source EUV de référence n'est disponible pour caractériser sans ambiguïté l'état de la fonction de transfert ;
- aucune représentativité de l'éclairement EUV observé avec la lampe de calibration à bord de l'instrument ;
- les premières mesures exploitables avec la lampe de calibration ne seront prises que 2 mois après les premières observations EUV ;
- possibilités d'étalonnage avec les autres instruments de SOHO très limitées ;
- activité solaire très variable, qui affecte le suivi de la réponse moyenne "solaire" ;
- difficultés pour évaluer la part de perte de réponse des différents mécanismes de dégradation, pour lesquels les séquences de réchauffage du détecteur ont des effets bénéfiques variables.

Néanmoins, en développant et en appliquant des analyses détaillées sur les mesures délivrées par l'instrument, nous avons dressé un diagnostic sur les mécanismes de dégradation qui affectent la réponse d'EIT en orbite. Ce diagnostic fut confirmé par :

- la mission fusée sonde EIT-Calroc,
- les améliorations de la réponse suite à la perte prolongée de SOHO entre juin et septembre 1998.

Enfin, les résultats obtenus dans le cadre de ce travail de caractérisation instrumentale étendu à l'évolution en cours de mission démontrent la nécessité de généraliser ce type d'approche aux autres missions scientifiques spatiales, afin d'améliorer l'exploitation scientifique des données tout au long de la mission et pour optimiser l'utilisation de l'instrument.

IX.2 Enseignements et perspectives

A partir des acquis et de l'expérience accumulée lors de nos travaux sur EIT, nous généralisons ici les enseignements et recommandations applicables à la conception et à la mise au point d'un instrument scientifique spatial d'observation.

Les recommandations peuvent être résumées comme suit.

Lors des étapes d'études conceptuelles, il faut prendre en compte les considérations suivantes :

- évaluer la sensibilité de la mesure instrumentale à la contamination, dont les effets peuvent être très variables selon les longueurs d'onde observées ;
- identifier les éléments les plus sensibles à la contamination ;
- définir les conditions de propreté appropriées en fonction du niveau de réponse requis pour les observations et la sensibilité de la réponse à la contamination (plages spectrales, types d'observations, ...) ;
- éviter d'utiliser des composants susceptibles de générer des contaminants par un choix approprié des différents matériaux et procédés ;
- garder une possibilité d'évacuer tout contaminant potentiel (pas de volume clos, mais éviter les entrées de lumière parasite) ;
- prévoir la possibilité de réchauffer les détecteurs refroidis jusqu'à atteindre les plus hautes températures admissibles pour obtenir des effets bénéfiques à la fois contre la contamination et contre les dégâts des radiations énergétiques ;
- pouvoir caractériser les modifications de la réponse avant et après chaque séquence de réchauffage pour la mise à jour des fonctions de réponse.

Au niveau des mesures d'étalonnage, de qualité optique et des tests préparatoires avant lancement :

- caractériser les incertitudes liées aux différentes mesures d'étalonnage pour établir un budget d'erreur global sur la fonction de réponse ;
- mettre en œuvre une mesure absolue de la réponse de l'instrument complet pour confirmer les mesures au niveau élément et vérifier qu'aucune modification n'est intervenue suite aux tests au sol (contamination, alignement, ...) ;
- procéder à un dégazage approfondi de l'instrument en fin de programme.

Dès la mise en orbite, certaines opérations de base doivent être impérativement programmées en fonction du plan de vol du satellite, afin d'éviter l'absence d'une réponse de référence en orbite et la contamination prolongée des surfaces sensibles :

- ne pas entamer les premières observations tant que le dégazage n'est pas terminé, afin d'éviter toute fixation photochimique des composés déposés sur les surfaces optiques et les filtres ;
- ne pas refroidir le détecteur avant que le dégazage ne soit terminé pour éviter le pompage par le détecteur (chauffage interne du détecteur ou modification de l'orientation du satellite);
- utiliser les lampes de calibration dès le début des observations pour avoir une mesure de référence répétable en cours de mission.

Si la connaissance précise de la performance radiométrique est requise, des incertitudes sur l'étalonnage au sol vont nécessiter la mise en œuvre d'un étalonnage partiel en orbite. Plusieurs solutions doivent être envisagées :

- utiliser une source extérieure bien caractérisée dans le champ de vue de l'instrument ;
- implémenter une lampe de calibration représentative et bien caractérisée dans l'instrument, pouvant être opérée de façon reproductible ;
- mettre en œuvre un étalonnage sur base des mesures d'un autre instrument permettant des observations dans une bande passante commune.

Les variations de non-uniformités de pixel à pixel (flat field) peuvent être à l'origine de changements importants dans la réponse locale, si par exemple une dégradation particulière s'accumule localement. Ces défauts affectent à la fois la mesure radiométrique et la qualité image. Comme l'étalonnage absolu, cette correction peut apporter des éléments importants pour l'exploitation scientifique des mesures. Elle doit être envisagée de plusieurs façons :

- prévoir une source lumineuse embarquée pour produire un éclairage uniforme du détecteur dans une plage spectrale représentative (lampe de calibration) ;
- ajouter un canal d'observation particulier destiné à produire une image défocalisée d'une source étendue, pour couvrir la surface du détecteur et produire un "flat field" dans une fenêtre spectrale particulière ;
- si l'objet observé est assimilable à une source étendue, un dépointage contrôlé pendant une observation peut permettre un lissage de l'image sur une partie du détecteur, et fournir des données sur les variations de réponse dans cette région ;
- prévoir la possibilité d'ajouter un filtre diffuseur efficace dans les longueurs d'onde observées.

Si des modifications de réponse sont détectées, il faut identifier et limiter les modes opérationnels qui génèrent les pertes de réponse les plus importantes pour maintenir un instrument exploitable jusqu'en fin de mission. Lorsque l'instrument en orbite n'est plus calibré suite à des dégradations de réponse, le recours à une mission "fusée sonde" pour retrouver un étalonnage valable est assez courant. Néanmoins, cette solution n'est intéressante que sous certaines conditions :

- l'instrument fusée sonde est correctement étalonné ;
- l'instrument fusée sonde ne subira pas d'effets de dégradation à court terme lors de son vol ;
- les effets de l'atmosphère résiduelle peuvent être corrigés ou sont négligeables ;
- aucun autre instrument en orbite ne permet d'effectuer cette caractérisation ;
- la correction de calibration obtenue doit être extrapolable dans le temps.

Ces mises en perspectives peuvent être résumées selon le schéma de la figure 23. En procédant de la sorte, nous minimisons les possibilités de contamination des surfaces froides, et nous assurons un suivi régulier de l'évolution de la réponse grâce aux séquences spécifiques de calibration. De plus, ce schéma fournit des informations qui permettent d'ajuster éventuellement les fonctions de réponse de l'instrument en cours de mission.

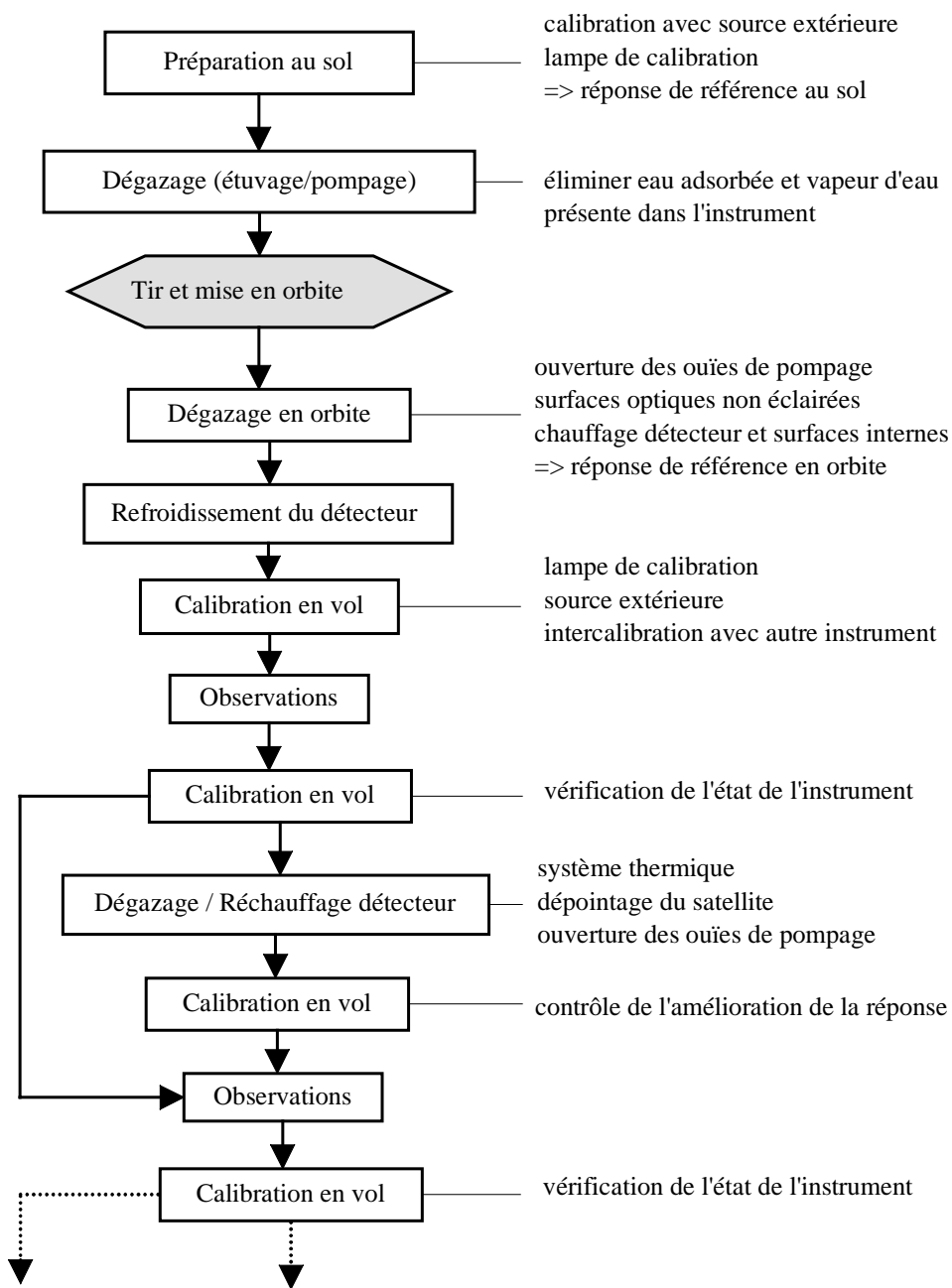


Figure 23: Séquences de mise en service et de suivi en orbite d'un instrument spatial

La mission EIT, bien que très spécifique, a rencontré des conditions et des problèmes qui apparaissent dans beaucoup d'autres instruments spatiaux, ce qui nous a permis d'apporter une généralisation des enseignements acquis. La méthodologie générale exposée dans ce travail est directement applicable à tout instrument scientifique spatial et doit constituer une aide réelle pour mettre au point un système exploitable tout au long de sa mission.

X REFERENCES

- [1] P. Léna, "Astrophysique: Méthodes physiques de l'observation", InterEditions/CNRS Editions, 1996.
- [2] V. Domingo, B. Fleck, A.I. Poland, "The SOHO Mission", Solar Physics **162**: 1-37, 1995.
- [3] JP. Delaboudinière, G. Artzner, J. Brunaud, A. Gabriel, J.F. Hochedez, F. Millier, X.Y. Song, B. Au, K. Dere, R. Howard, R. Kreplin, D. Michels, J. Moses, J.M. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, R. Catura, J. Lemen, L. Shing, R. Stern, J. Gurman, W. Neupert, A. Maucherat, F. Clette, P. Cugnon, E. Van Dessel, "EIT: Extreme-UV imaging telescope for the SOHO mission", Solar Physics **162**: 291-312, 1995.
- [4] K. P. Dere, E. Landi, H.E. Manson, B.C. Monsignori Fossi, P.R. Young, "CHIANTI", A & A Supp., **125**, 149, 1997.
- [5] F. Grum, R.J. Becherer, "Optical Radiation Measurements", Vol 1 Radiometry, Academic Press, 1979.
- [6] C.L. Wyatt, "Radiometric Calibration: Theory and Methods", Academic press, Inc. 1978.
- [7] C.L. Wyatt, "Radiometric System Design", Macmillan Publishing Company, 1987.
- [8] W. L. Wolfe, "Radiometry", Applied Optics and Optical Engineering, Vol VIII, Shannon & Wyant Ed., Academic Press, 1980.
- [9] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", Mc Graw-Hill Physical and Quantum Electronics Series, 1968.
- [10] N.S. Kopeika, "A System Engineering Approach to Imaging", SPIE Optical Engineering Press, 1998.
- [11] E. D. Palik, "Handbook of Optical Constants of Solids", Academic Press, INC., 1985.
- [12] B. Henke, E. Gullikson, J. Davis, "Atomic Data and Nuclear Data Tables", Vol **54**, N° 2, 1993; accessibles à http://cindy.lbl.gov/optical_constants/.
- [13] X. Song, "Caractérisation et étalonnage radiométrique du télescope solaire "EIT" à l'aide du rayonnement synchrotron", Thèse, Université de Paris Sud, 1995.
- [14] A. Tribble, B. Boyadjian, J. Davis, J. Haffner, E. McCullough, "Contamination Control Engineering Design Guidelines for the Aerospace Community", NASA-MSFC, Contractor Report 4740, 1996.

- [15] J.M. Defise, X Song, J.P. Delaboudinière, G. Artzner, C. Carabetian, J.F. Hochedez, J. Brunaud, J. Moses, R. Catura, F. Clette, A. Maucherat, "Calibration of the EIT instrument for the SOHO mission", SPIE **2517**, 29-39, 1995.
- [16] D. Moses, F. Clette, JP. Delaboudinière, G. Artzner, M. Bougnet, J. Brunaud, C. Carabetian, A. Gabriel, J.F. Hochedez, F. Millier, X.Y. Song, B. Au, K. Dere, R. Howard, R. Kreplin, D. Michels, J.M. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, R. Catura, J. Lemen, L. Shing, R. Stern, J. Gurman, W. Neupert, J. Newmark, B. Thompson, A. Maucherat, F. Portier-Fozzani, D. Berghmans, P. Cugnon, E. Van Dessel, J.R. Gabryl, "EIT Observations of the Extreme Ultraviolet Sun", Solar Physics **175**: 571-599, 1997.
- [17] J.M. Defise, F. Clette, F. Auchere, "In-flight characterization and compensation of the optical properties of the EIT instrument", SPIE **3765**, 1999 - à paraître.
- [18] J.M. Defise, P. Rochus, "Design and qualification of the Extreme-EUV Imaging Telescope", IAF-95-U.4.08, 1995.
- [19] J.M. Defise, "Dynamique d'une expérience spatiale: analyses et vérification", 3ème Congrès National Belge de Mécanique Théorique et Appliquée, p 253-256, Ed. M. Hogge, E. Dick, 1994.
- [20] J.M. Defise, P. Rochus, "Lessons learned from the thermal design of an instrument (EIT, the Extreme-UV Imaging telescope) on board SOHO", J. Aerospace , Sec. 1 Vol. **106**, 1079-1094, 1997.
- [21] K. Dere, J. Moses, J.P. Delaboudinière, J. Brunaud, C. Carabetian, J.F. Hochedez, X.Y. Song, R. Catura, F. Clette, J.M. Defise, " The pre-flight photometric calibration of the extreme-ultraviolet imaging telescope EIT", Solar Physics, à paraître, 1999.
- [22] J.M. Defise, F. Clette, J. Moses, J.F. Hochedez and the EIT Consortium, "In-orbit diagnostic of the EIT EUV CCD radiation induced aging", SPIE **3114**, 1997.
- [23] J.M. Defise, J. Moses, F. Clette and the EIT Consortium, "In-orbit performances of the EIT instrument on-board SOHO and intercalibration with the EIT Calroc Sounding rocket program", SPIE **3442**, 1998.

Application au cas du télescope spatial EIT

PARTIM 2

TABLE DES MATIERES

1	INTRODUCTION	I.1
2	EIT: UN TÉLESCOPE SOLAIRE EUV À BORD DE SOHO	II.1
2.1	LE SOLEIL DANS L'EXTRÊME ULTRAVIOLET.....	II.1
2.2	SOHO, PREMIER OBSERVATOIRE SOLAIRE SPATIAL EUROPÉANO-AMÉRICAIN.....	II.3
2.2.1	INTRODUCTION.....	II.3
2.2.2	BREF HISTORIQUE DES OBSERVATIONS SOLAIRES	II.3
2.2.3	LES OBSERVATIONS SOLAIRES DANS LE DOMAINE UV ET X	II.4
2.2.4	LE PROGRAMME SOHO	II.6
2.2.5	L'ORBITE DE SOHO	II.7
2.2.6	QUELQUES CARACTÉRISTIQUES DE LA PLATE-FORME SOHO.....	II.8
2.3	EIT: UN TÉLESCOPE POUR IMAGER LA COURONNE SOLAIRE DANS L'EUV.....	II.9
2.3.1	INTRODUCTION.....	II.9
2.3.2	LES OBJECTIFS DE L'INSTRUMENT EIT.....	II.9
2.3.3	LE CONSORTIUM EIT	II.10
2.3.4	LE CONCEPT DE BASE DE L'INSTRUMENT EIT	II.11
2.3.5	DÉFINITION DES ÉLÉMENTS-CLÉS DE L'INSTRUMENT EIT	II.13
2.3.5.1	Le système optique d'EIT	II.13
2.3.5.2	Les filtres d'EIT.....	II.16
2.3.5.3	La section détecteur d'EIT	II.17
2.3.5.4	Propreté et stratégie de préparation au lancement de l'instrument EIT	II.20
2.3.5.5	Les mécanismes d'EIT.....	II.21
2.3.5.6	La structure et la configuration générale de l'instrument EIT	II.23
2.3.5.7	L'électronique de commande d'EIT	II.25
2.3.6	LES ÉTAPES PRINCIPALES DU DÉVELOPPEMENT DE L'INSTRUMENT	II.25
2.4	RÉFÉRENCES	II.28
3	CHOIX D'UNE MÉTHODOLOGIE.....	III.1
3.1	LA RÉPONSE INSTRUMENTALE.....	III.1
3.1.1	INTRODUCTION.....	III.1
3.1.2	LA RADIANCE SPECTRALE INCIDENTE	III.1
3.1.3	LA RELATION INSTRUMENTALE.....	III.2
3.2	ORGANISATION DU TRAVAIL DE CARACTÉRISATION DE L'INSTRUMENT EIT	III.6
3.3	RÉFÉRENCES.....	III.7
4	PERFORMANCES DE L'INSTRUMENT AVANT SA MISE EN ORBITE.....	IV.1
4.1	INTRODUCTION	IV.1
4.2	LES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DE LA MATIÈRE DANS L'EUV	IV.2
4.3	LES DIFFÉRENTS FILTRES DE L'INSTRUMENT	IV.4
4.3.1	LES MULTICOUCHES INTERFÉRENTIELLES	IV.4
4.3.1.1	Modèle théorique.....	IV.4
4.3.1.2	Mesures du pouvoir réflecteur des filtres interférentiels	IV.8
4.3.1.3	Fonction de bande passante.....	IV.9
4.3.2	LES FILTRES EN ALUMINIUM	IV.11
4.3.2.1	Définition des filtres	IV.11
4.3.2.2	Réponse spectrale des filtres	IV.12
4.3.3	CONCLUSION	IV.15
4.4	LES OPTIQUES	IV.16

4.4.1	INTRODUCTION.....	IV.16
4.4.2	RÉFÉRENCES	IV.16
4.4.3	RÉPONSE DES OPTIQUES.....	IV.17
4.4.3.1	La PSF IV.17	
4.4.3.2	La MTF.....	IV.23
4.4.4	CONCLUSIONS	IV.25
4.5	RÉPONSE SPATIALE DU DÉTECTEUR.	IV.27
4.5.1	RÉPONSE SPATIALE.....	IV.27
4.6	RÉPONSE SPATIALE DE L'INSTRUMENT.....	IV.29
4.6.1	MTF IV.29	
4.6.2	FONCTION DE BANDE PASSANTE SPATIALE.....	IV.30
4.7	PERTURBATIONS INDUITES PAR LES SUPPORTS DES FILTRES ALUMINIUM.....	IV.34
4.7.1	INTRODUCTION.....	IV.34
4.7.2	LE FILTRE FOCAL.....	IV.34
4.7.3	LES FILTRES DE LA ROUE	IV.39
4.8	LES EFFETS DE DÉFOCALISATION	IV.41
4.8.1	LA DÉFOCALISATION RÉSULTANT DE LA COURBURE DE CHAMP.....	IV.41
4.8.2	LA DÉFOCALISATION THERMIQUE	IV.43
4.8.2.1	Introduction.....	IV.43
4.8.2.2	Evaluation de la défocalisation thermique	IV.43
4.8.3	LES FONCTIONS DE BANDE PASSANTE SPATIALE.....	IV.45
4.9	Réponse spectrale du détecteur.	V.7
4.9.1	LA DÉTECTION DES PHOTONS EUV AU MOYEN D'UN DÉTECTEUR CCD	IV.51
4.9.2	FONCTIONS DE CALIBRATION ET DE BANDE PASSANTE SPECTRALE DU DÉTECTEUR	IV.52
4.10	NON-UNIFORMITÉS DU DÉTECTEUR.....	IV.54
4.11	BRUITS DU DÉTECTEUR.....	IV.56
4.12	VIGNETTAGE DU BAFFLAGE OPTIQUE.....	IV.58
4.13	L'INSTRUMENT COMPLET	IV.61
4.13.1	RELATION INSTRUMENTALE.....	IV.61
4.13.2	BILAN RADIOMÉTRIQUE.....	IV.62
4.13.3	AIRES EFFECTIVES	IV.63
4.13.4	RÉPONSE THÉORIQUE.....	IV.65
4.13.5	FONCTION D'OBTURATEUR.....	IV.66
4.13.6	CONCLUSIONS	IV.66
4.14	RÉFÉRENCES	IV.68
5	PERFORMANCES EN COURS DE MISSION.....	V.1
5.1	LES PREMIÈRES OBSERVATIONS SOLAIRES.....	V.1
5.1.1	LES PREMIÈRES MESURES	V.1
5.1.2	DIAGNOSTIC DE L'ÉTAT DE L'INSTRUMENT EN DÉBUT DE MISSION	V.5
5.1.2.1	L'alignement sur SOHO	V.5
5.1.2.2	Etat thermique de l'instrument.....	V.5
5.1.2.3	Etat des filtres	V.6
5.1.2.4	Durées des expositions.....	V.7
5.2	MISE À JOUR DE LA FONCTION DE MODULATION DE LA GRILLE-SUPPORT DU FILTRE FOCAL.....	V.9
5.3	MISE À JOUR DE LA CORRECTION DE MODULATION DES FILTRES DE LA ROUE.....	V.13
5.4	ÉVOLUTION DE LA RÉPONSE GLOBALE DE L'INSTRUMENT.....	V.14
5.4.1	INTRODUCTION	V.14
5.4.2	ÉVOLUTION DE LA RÉPONSE GLOBALE AU COURS DES 8 PREMIERS MOIS	V.14
5.4.3	ÉVOLUTION À PLUS LONG TERME	V.16
5.4.4	VARIATIONS DE LA RÉPONSE À LA LAMPE DE CALIBRATION	V.18
5.4.5	DIAGNOSTICS SUR LES VARIATIONS OBSERVÉES	V.19
5.4.6	RÉSUMÉ DES CONSTATATIONS OBTENUES AVEC L'EXAMEN DE LA RÉPONSE MÉDIANE	V.22
5.5	MODIFICATIONS LOCALES DE LA RÉPONSE DU DÉTECTEUR.....	V.23
5.5.1	INTRODUCTION	V.23
5.5.2	NON-UNIFORMITÉS DANS LA RÉPONSE À LA LAMPE DE CALIBRATION.....	V.23

5.5.3	EVALUATION QUALITATIVE DES NON-UNIFORMITÉS LOCALES DE LA RÉPONSE EUV	V.25
5.6	MISE À JOUR DE LA RÉPONSE DU DÉTECTEUR	V.29
5.7	SIGNAL D'OBSCURITÉ ET BRUIT DE PHOTONS.....	V.31
5.7.1	INTRODUCTION.....	V.31
5.7.2	LE SIGNAL À FAIBLE NIVEAU D'ÉCLAIREMENT.....	V.31
5.7.3	LE BRUIT DE PHOTONS : L'ANALYSE PAR TRANSFERT DE PHOTONS	V.33
5.7.3.1	L'analyse par transfert de photons.....	V.33
5.7.4	APPLICATIONS.....	V.35
5.7.4.1	Images en mode de lecture continue.....	V.35
5.7.4.2	Analyse sur des images à haute cadence.....	V.37
5.7.4.3	Application au rayonnement visible.....	V.40
5.8	MISE À JOUR DE LA FONCTION DE CHAMP DE VUE	V.42
5.9	BILAN DES MISES À JOUR DES FONCTIONS DE RÉPONSE.....	V.45
5.9.1	FONCTIONS DE BANDE PASSANTE.....	V.45
5.9.2	FONCTIONS DE CALIBRATION.....	V.46
5.9.3	PREMIÈRES CONCLUSIONS	V.46
5.10	RÉFÉRENCES	V.47
6	LA DÉGRADATION ÉTUDIÉE AVEC LA MISSION EIT-CALROC	VI.1
6.1	INTRODUCTION	VI.1
6.2	PARTICULARITÉS	VI.2
6.2.1	PRÉAMBULE	VI.2
6.2.2	STRUCTURE.....	VI.2
6.2.3	FILTRES	VI.3
6.2.4	DESIGN THERMIQUE	VI.3
6.2.5	PROPRETÉ ET STRATÉGIE DE PRÉPARATION AU LANCEMENT.....	VI.4
6.2.6	L'ÉTALONNAGE DE L'INSTRUMENT EIT-CALROC.....	VI.4
6.3	RÉSULTATS	VI.6
6.3.1	DÉROULEMENT DE LA MISSION	VI.6
6.3.2	LES OBSERVATIONS	VI.7
6.4	MISE À JOUR DE LA RÉPONSE D'EIT À BORD DE SOHO	VI.11
6.5	COMPARAISON DES DÉGRADATIONS EUV ET VISIBLE	VI.15
6.6	ANALYSE PAR TRANSFERT DE PHOTONS.....	VI.17
6.7	MISE À JOUR DE LA RÉPONSE EUV À PLUS LONG TERME.....	VI.20
6.8	DIAGNOSTIC SUR LA NATURE DES DÉGRADATIONS.....	VI.23
6.9	APPORTS DE LA MISSION EIT-CALROC	VI.25
6.10	RÉFÉRENCES.....	VI.26
7	CONCLUSIONS.....	VII.1
7.1	LES POINTS FORTS DE L'INSTRUMENT	VII.1
7.2	ET SI C'ÉTAIT À REFAIRE ?.....	VII.4
7.3	CONCLUSIONS GÉNÉRALES	VII.10
7.4	RÉFÉRENCES	VII.12
ANNEXE 1.....	A1.1	
A1.1	CALCUL DES POUVOIRS RÉFLECTEUR ET TRANSMETTEUR DE COUCHES MULTIPLES.....	A1.1
A1.2	RÉFÉRENCES	A1.5
ANNEXE 2.....	A2.1	
A2.1	CALCUL DE LA MODULATION DES GRILLES-SUPPORTS DES FILTRES.....	A2.1
A2.2	RÉFÉRENCES	A2.4

ANNEXE 3	A3.1
A3.1 LA SUREXPOSITION ACCIDENTELLE DE JUILLET 96	A3.1
A3.1.1 ALTÉRATION LOCALE DE LA RÉPONSE EUV	A3.1
A3.1.2 ALTÉRATION LOCALE DE LA RÉPONSE DANS LE DOMAINE VISIBLE	A3.5
A3.2 RÉFÉRENCES	A3.8
ANNEXE 4	A4.1
A4.1 DÉGRADATION DE LA RÉPONSE PAR L'OMBRAJE DES GRILLES-SUPPORTS DE FILTRES	A4.1
A4.1.1 DÉGRADATION DE LA RÉPONSE EUV	A4.1
A4.1.2 DÉGRADATION DE LA RÉPONSE VISIBLE	A4.6
A4.2 CONCLUSIONS	A4.8
A4.3 RÉFÉRENCES	A4.9

1 INTRODUCTION

Le projet EIT (Extreme UV Imaging Telescope) a vu le jour en 1988, fruit d'une initiative commune entre le Centre Spatial de Liège (à l'époque dénommé IAL Space) et l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay (IAS, à l'époque LPSP à Verrières le Buisson). Ce projet consistait à mettre au point un télescope spatial travaillant dans l'extrême ultraviolet (EUV), destiné à être embarqué sur le satellite d'observation solaire SOHO, pour imager la couronne solaire. L'expérience passée du Centre Spatial de Liège dans le domaine ultraviolet (UV), combinée à celle de l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay était mise à profit pour réaliser l'instrument avec un partenaire américain, pionnier des observations solaires UV et EUV : le Naval Research Laboratory (NRL).

La responsabilité scientifique était attribuée à la France, qui s'occupait également de la réalisation des optiques ainsi que de la mise au point d'une installation pour les tests dans l'EUV utilisant le rayonnement synchrotron du LURE.

La Belgique assurait la maîtrise d'œuvre de l'instrument complet, la conception de la structure et du mécanisme de porte, l'alignement optique, les tests thermiques sous vide, les tests vibratoires et participait à la mise au point d'une mesure optique avec un collimateur EUV.

La partie détecteur restait du ressort du NRL, qui avait aussi en charge le développement de l'électronique de commande des différents mécanismes, commune avec LASCO, un autre instrument de SOHO, mis au point également par le NRL.

Un consortium de huit instituts belges, français et américains fut alors constitué. Le développement de l'instrument se déroula sous ce schéma d'organisation de 1989 jusqu'au tir de la plate-forme SOHO, en fin 1995. Ce projet a impliqué de nombreuses personnes, instituts et entreprises, à la fois en Belgique, en France, en Allemagne et aux Etats Unis, pour réaliser avec succès le télescope imageur de SOHO.

Ce travail de doctorat s'inscrit comme prolongement direct des travaux que nous avons effectués au Centre Spatial de Liège au cours des différents stades de la mise au point de l'instrument, et au cours du suivi de l'instrument que nous avons assuré de 1996 à 1999.

Le sujet de cette thèse est consacré à l'analyse de la conception et des performances instrumentales de cette expérience spatiale. Nous avons orienté la discussion sous une approche "système", dans laquelle sont pris en considération les aspects scientifiques, techniques et quelques fois humains qui contribuent à l'obtention des performances finales de l'instrument une fois en orbite. La définition des spécifications, la conception, les analyses et les essais des différents composants sont abordés en gardant pour objectif l'assurance d'atteindre les buts scientifiques de la mission.

Comme schématisé en figure 1.1, un instrument imageur peut être représenté comme une succession de sous-systèmes qui participent à la formation du signal. Considérer ces éléments en cascade permet, sous réserve de certaines conditions, de construire la réponse globale à partir des réponses individuelles des sous-systèmes. Nous avons limité notre étude à la partie instrumentale, c'est-à-dire à la conversion de l'énergie électromagnétique qui est captée par l'instrument en un signal retransmis au sol sous forme de données informatiques. Les phénomènes de propagation depuis l'objet jusqu'à l'instrument ne sont volontairement pas abordés, nous les supposons du ressort des astrophysiciens qui exploiteront les données ainsi enregistrées.

Chapitre 1

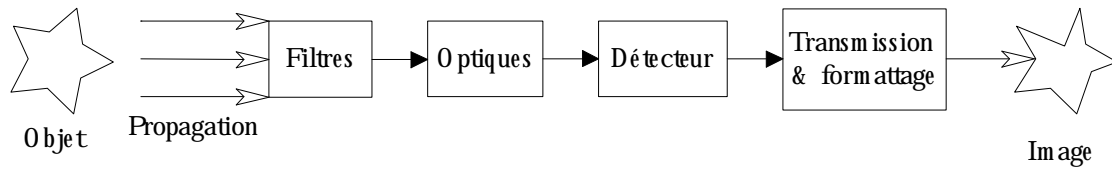


Figure 1.1: Bloc-diagramme d'un instrument imageur

Cette approche "système" doit permettre d'identifier d'une part les maillons les plus faibles de la chaîne des sous-systèmes qui contribuent à la formation du signal mesuré, et d'autre part, de déterminer les éléments-clés qui limitent la qualité image, critère essentiel pour un instrument imageur tel EIT.

La première étape du développement du télescope consistait à convertir les besoins scientifiques de l'expérience sous forme de spécifications théoriques destinées à établir les bases de l'élaboration de l'instrument, en tenant compte des compétences et moyens des différents partenaires, des contraintes technologiques et du cahier des charges imposé par le satellite. Après cette première phase, nous avons la conviction d'obtenir un instrument bien optimisé : un design compact comprenant 4 télescopes pour 2 miroirs, un nouveau détecteur à la pointe des derniers développements technologiques pour les observations EUV, une haute résolution grâce aux miroirs superpolis et au détecteur d'un million de pixels, des mécanismes très simples donc fiables, une économie des ressources grâce à l'électronique commune avec l'instrument Lasco, ...

Lors de la phase d'industrialisation, les premiers modèles ont été réalisés, assemblés, testés et quelques fois cassés. L'instrument parfait devenait utopique. L'apparition des premiers problèmes techniques a laissé entrevoir quelques ombres à l'obtention des performances idéales : les miroirs et les filtres allaient-ils résister aux vibrations réelles du lancement ? La propreté de l'instrument serait-elle conservée jusqu'à la mise en orbite ? Les incertitudes sur l'étalonnage dans l'EUV allaient-elles dégrader les performances attendues ? La porte hermétique assurerait-elle bien ses fonctions ? ...

La mise au point finale de l'instrument sous la pression constante d'un planning très serré et la préparation avant la campagne de tir font apparaître de nouveaux écarts aux caractéristiques idéales. Pour ne citer que quelques points : le remplacement de la caméra et de la vanne de pompage en dernière minute, l'ajout d'un baffle supplémentaire, un incident de pompage, ...

Le tir de SOHO et sa mise sur orbite les deux mois qui suivirent marquent alors le début de la vie opérationnelle d'EIT. L'instrument livre ses premières images en janvier 1996, c'est un grand succès pour le consortium EIT.

Initialement prévu pour prendre une dizaine d'images par jour, l'instrument est opéré à une cadence croissante dès les premières semaines. L'augmentation de la télémétrie disponible a permis d'atteindre la centaine d'images par jour. Sous ce rythme d'observations croissant, les premiers changements dans la réponse globale de l'instrument se font vite remarquer. Une surexposition accidentelle laisse apparaître la dégradation que peut causer le rayonnement EUV solaire. Des artefacts apparaissent dans les images, des zones de sensibilité moindre marquent le CCD, la réponse globale montre un accroissement du dommage, ... En juin 1998, le contrôle du satellite est perdu. Désorienté, sans puissance électrique et sans contact radio pendant plus de 2 mois, ce n'est qu'à la mi-octobre 1998 que SOHO est à nouveau opérationnel. A son bord, l'instrument EIT a subi des conditions thermiques extrêmes qui, paradoxalement, vont lui permettre de retrouver des performances accrues.

Introduction

L'analyse des performances de l'instrument que nous abordons ici couvre sa définition "sur papier" jusqu'à la découverte de nouveaux processus de dégradation du détecteur face au rayonnement EUV solaire, dans des conditions jusqu'alors jamais rencontrées.

Les instruments spatiaux sont habituellement bien étudiés lors de leur développement au sol. Les modèles théoriques sont confrontés aux mesures, puis mis à jour afin d'être utilisés lors de la mission. Le travail que nous proposons ici va plus loin, il consiste à suivre l'instrument au-delà de cette phase de développement, jusqu'à sa vie orbitale, pour cerner ses performances réelles et en détecter les évolutions. Un des buts de l'étude entreprise consiste à identifier les paramètres surestimés ou sous-évalués lors de la conception initiale de l'instrument, et d'en tirer des conclusions constructives pour les projets futurs. Cette démarche devrait également mettre en lumière les lacunes et les excès des essais préparatoires qui ont été mis en œuvre avant le lancement.

D'une façon générale, la mise en service d'instruments scientifiques spatiaux fait apparaître des écarts importants par rapport aux performances au sol. Mais les équipes techniques qui ont assuré la mise au point des expériences avant leur envol sont très souvent occupées à de nouveaux projets, ce qui prive les scientifiques d'une aide précieuse au diagnostic des problèmes rencontrés. Dans le cas d'EIT, nous avons mis à profit notre connaissance approfondie de l'instrument pour permettre une meilleure compréhension des écarts et variations des performances du télescope EIT.

A partir de la définition originale de l'instrument nous avons construit des modèles théoriques, que nous comparons aux mesures effectuées au sol, pour ensuite les confronter aux résultats effectifs en orbite. Cette démarche permet d'appréhender les paramètres principaux qui influencent les performances de l'instrument par le biais des calculs théoriques. Les mesures réalisées au sol dans l'extrême ultraviolet ont leurs limitations qui sont mises en évidence lorsqu'elles sont comparées aux études théoriques et aux résultats en vol. Nous espérons ainsi fournir aux scientifiques qui exploiteront les données de vol un outil de référence qui définit la réponse instrumentale et doit leur permettre d'identifier au mieux le signal solaire à partir signal instrumental.

Enfin, une tentative de diagnostic sur l'état réel de l'instrument sera avancée, dont l'ambition est de constituer un outil pour la gestion des opérations de l'instrument, destiné à fonctionner jusqu'au prochain maximum solaire, début 2001.

En parallèle, un programme de fusée sonde NASA est mis au point, avec pour mission le vol d'un second instrument EIT. CSL et l'IAS sont partenaires du NRL, qui assure la responsabilité scientifique de la mission. Le tir, en octobre 1997, fournit des images qui vont permettre une correction des données EIT sur SOHO. Ce travail aborde également l'analyse des cartes de dégradation du signal que nous avons construites à partir des mesures du vol en fusée sonde.

Chapitre 1

Ce document est organisé en 7 chapitres, qui se terminent par leurs références bibliographiques.

- Le chapitre 2 reprend un bref historique des observations solaires, une très courte description des phénomènes solaires observés et une introduction de la mission SOHO ; il est ensuite essentiellement consacré à la conception et à la mise au point de l'instrument EIT.
- Dans le chapitre 3, nous établissons la méthodologie qui sera suivie pour évaluer les performances de l'instrument EIT.
- Dans le chapitre 4, des analyses théoriques complétées par des tests en laboratoire vont nous permettre d'établir les fonctions de réponse de chaque élément selon la méthodologie proposée dans le chapitre 3. Ces différentes contributions sont intégrées dans la fonction de réponse globale, qui définit notre connaissance de l'instrument avant sa mise en orbite.
- Le chapitre 5 est consacré à l'étude des mesures effectuées en orbite, pour identifier les changements dans la performance de l'instrument en cours d'opérations. Ces études permettront de mettre à jour certaines fonctions de réponse instrumentale.
- L'exploitation des résultats de l'expérience fusée sonde est reprise dans le chapitre 6.
- Le chapitre 7 présente les conclusions générales de cette thèse.

2 EIT: UN TELESCOPE SOLAIRE EUV A BORD DE SOHO

2.1 Le soleil dans l'extrême ultraviolet

Afin de dresser le cadre de ce travail, cette première partie sera consacrée à la description de quelques aspects élémentaires de la physique solaire, et à l'histoire des observations de notre étoile. Cette présentation restera volontairement simplifiée, car elle ne concerne pas directement les études qui constituent cette thèse, mais elle éclaire le lecteur sur le cadre dans lequel l'instrument EIT a été développé et permet de mieux cerner certaines contraintes imposées par les scientifiques sur les fonctionnalités de l'instrument.

Au cœur du soleil situé à 150.000.000 km de la terre, se trouve un noyau extrêmement chaud dans lequel les températures atteignent 15 millions de degrés. Ce noyau est le siège de réactions de fusion nucléaire : la fusion des noyaux d'hydrogène produit de l'hélium. Cette réaction est à la base de l'énergie dégagée par le soleil. Néanmoins un photon issu du noyau peut mettre de 10 à 100 milliers d'années à émerger à la surface du soleil, suite à d'innombrables phénomènes de choc et d'absorption/émission. De là surviennent également les fameux neutrinos solaires, sous-produits des réactions entre protons. Le noyau est entouré par la couche radiative, elle-même entourée par la couche convective. Cette dernière couche présente une granulation typique, due à des cellules de convection dans lesquelles le plasma semble confiné. Dans certains cas, certaines masses de gaz se refroidissent. C'est ainsi qu'apparaissent des taches sombres à la surface visible du soleil, la photosphère. Confinées dans une cellule par le champ magnétique, des structures de plasma peuvent apparaître, dévoilant la structure du champ magnétique intense dans ces régions. La chromosphère englobe ces couches internes. Ensuite, la couronne solaire s'étend de la chromosphère à plusieurs rayons solaires. La couronne est une source importante de rayons X et de rayonnement EUV. Leur source : des atomes lourds ionisés, tels le Fer. Les températures rencontrées dans la couronne sont très élevées : de 1 à 5 millions de degrés. Grâce à ces émissions X et EUV, il est possible de voir l'extension de la couronne bien au-delà de la photosphère, jusqu'à, quelques fois, 100 rayons solaires. Des éruptions importantes ("flares") apparaissent dans la couronne. Ces phénomènes provoquent la libération d'énergie magnétique, en éjectant du plasma dans le vent solaire. On les observe dans les raies H alpha, dans les domaines UV, EUV et X. L'observation de la couronne en lumière blanche se fait avec des coronographes, qui masquent le disque solaire et créent une éclipse pour n'observer la couronne qu'au-delà du diamètre solaire visible. Les différentes couches du soleil sont reprises dans la table (2.1), où R est le rayon solaire et vaut 700.000 km.

Le soleil est en rotation autour d'un axe nord-sud. Il ne tourne pas comme un corps solide, mais présente une rotation différentielle au niveau de la couche convective extérieure (200.000 km de rayon) : la période est de 25 jours au niveau de l'équateur et de 36 jours aux pôles. Cette rotation différentielle distord les lignes de champ magnétique, qui peut être jusqu'à 10.000 fois plus important que celui de la terre. Des boucles de champ magnétique apparaissent, perturbent la convection et donnent naissance aux zones de gaz plus froid.

Chapitre 2

Table (2.1): Les différentes zones du soleil : rayons et températures

<i>Rayon</i>	<i>Région</i>	<i>Température</i>
0 - 0,3 R	noyau	$15 \cdot 10^6 - 8 \cdot 10^6$ K
0,3 R - 0,7 R	zone radiative	$8 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^5$ K
0,7 R - R	zone convective	$5 \cdot 10^5 - 6 \cdot 10^3$ K
R - R + 500 km	photosphère	$6 \cdot 10^3 - 4,8 \cdot 10^3$ K
R + 500 km - R + 2.000 km	chromosphère	$4,8 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$ K
R + 2.000 km - 100 R	couronne	$2 \cdot 10^4 - 10^6$ K
> R + 2000 km	vent solaire	

Le lecteur intéressé trouvera des explications détaillées sur notre connaissance actuelle du soleil et des phénomènes physiques qui s'y produisent dans les références [2.1] et [2.2].

2.2 SOHO, premier observatoire solaire spatial européen-américain

2.2.1 Introduction

Nous définissons dans cette section le cadre dans lequel la mission EIT s'inscrit. Les principales étapes historiques de l'observation solaire sont rapidement passées en revue. Ensuite, est présentée une description succincte de la plate-forme SOHO, sur laquelle sera embarqué le télescope EIT.

2.2.2 Bref historique des observations solaires

De par sa proximité directe et son influence omniprésente sur la terre, le soleil a depuis toujours été l'objet d'observations scientifiques. Plus particulièrement, depuis l'avènement des premières lunettes astronomiques, on retrouve trace de nombreuses études effectuées sur l'aspect visible des couches extérieures du soleil. On s'est rapidement aperçu que la surface du soleil n'était pas uniforme. Des taches foncées apparaissent régulièrement. Des statistiques sur les traces d'activité solaire sont répertoriées depuis plusieurs siècles. Un relevé régulier du nombre de taches a permis de découvrir un cycle de 11 ans, lors duquel le nombre de taches passe par un maximum et un minimum. Plus précisément, le cycle est de 22 ans, car tous les 11 ans, l'orientation du dipôle magnétique solaire s'inverse. Ce cycle solaire a peu d'influence sur le climat terrestre. En réalité l'énergie émise par le soleil, la constante solaire, ne varie que très peu au cours de ce cycle. On ne détecte que des variations de l'ordre du dixième de pourcent. Sur une période de l'ordre du siècle, le cycle solaire est très régulier. Entre 1645 et 1715, on a cependant détecté une baisse sensible de l'activité solaire, sans explication plausible. Cette période est aussi appelée minimum de Maunder [2.1]. Elle correspond à la mini-période glaciaire apparue sur la terre à cette époque.

A l'heure actuelle, les observatoires terrestres assurent la couverture de l'activité solaire dans beaucoup de longueurs d'ondes du spectre électromagnétique. Ces domaines d'observations correspondent aux fenêtres spectrales présentes dans l'atmosphère terrestre, et sont perturbés par la turbulence atmosphérique. Néanmoins, les rayons X, EUV et UV sont absorbés par l'atmosphère. En particulier, le rayonnement EUV (longueurs d'onde de 10 à 90 nm) est directement absorbé par l'ozone présent dans la stratosphère. Cet ozone est lui-même produit par les UV solaires interagissant avec l'oxygène atmosphérique.

La figure 2.1 indique l'altitude qui correspond à une atténuation de 1/2, 1/10 ou 1/100 d'un rayonnement incident reçu suivant la verticale. Cette figure met en évidence les fenêtres de transmission des observations terrestres. L'absorption atmosphérique est produite d'une part par les transitions atomiques des différents composants pour les phénomènes d'absorption à des longueurs d'onde discrètes, tandis que d'autre part les fenêtres plus larges sont dues aux continus d'absorption des constituants moléculaires. Il apparaît clairement que les observations dans l'EUV (sous 100 nm) ne sont possibles que sous des fractions d'atmosphère inférieures à 10^{-7} .

Chapitre 2

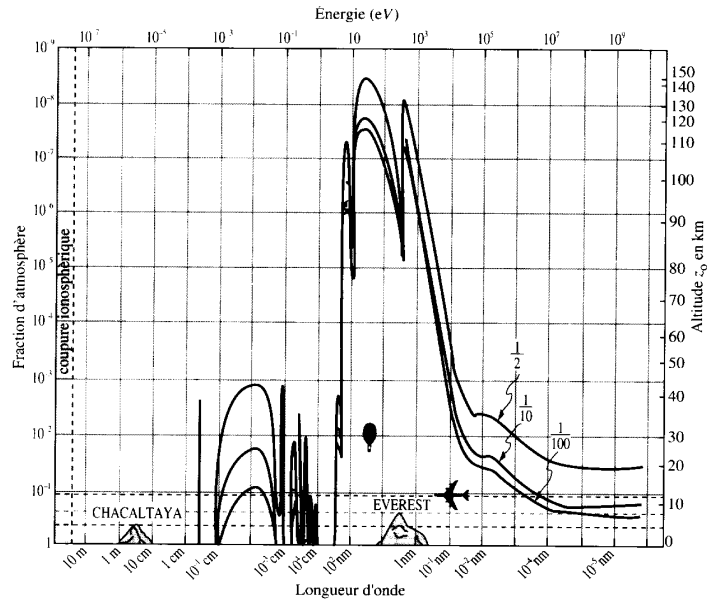


Figure 2.1: Atténuation du rayonnement électromagnétique par l'atmosphère [2.3]

2.2.3 Les observations solaires dans le domaine UV et X

En 1946, les premières fusées sondes américaines dérivées des V2, ont emporté à leur bord les premiers instruments solaires destinés aux observations X et UV. Approchant une altitude de 200 km, ces instruments ont permis de découvrir des phénomènes invisibles depuis le sol, malgré des temps d'observations très restreints, de l'ordre de quelques minutes. Les missions fusées sondes ont mis en évidence les émissions EUV et X de la couronne solaire, en profitant de la faible absorption dans le domaine X et UV de la couche d'atmosphère résiduelle. La figure 2.2 est un exemple des premières observations EUV solaires ainsi réalisées par le NRL.

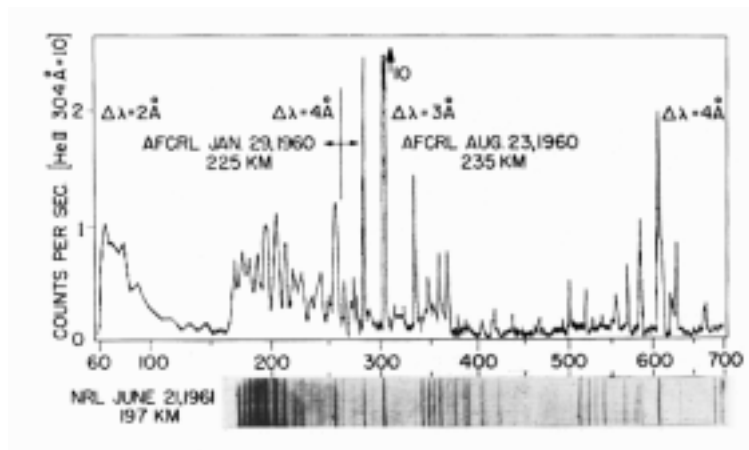


Figure 2.2: Spectres solaires EUV de 6 à 70 nm (60 Å à 700 Å) obtenus par le NRL en 1960-1961 à partir de vols en fusée sonde [2.4]

EIT: un télescope solaire EUV à bord de SOHO

Depuis lors, l'intérêt des scientifiques dans ce domaine n'a cessé de croître [2.1] [2.5]. Entre 1962 et 1975, les Etats Unis développent et lancent les premiers satellites "solaires". Les missions OSO 1 à 8 (Orbiting Solar Observatory) produisent des séries d'observations solaires en X et UV.

De 1973 à 1976, la station habitée SKYLAB totalisera 171 jours d'observations sur 3 missions. Les Américains effectuent ainsi des observations X et UV. On découvre à ces longueurs d'onde les trous coronaux, qui sont des régions "persistantes" à champ magnétique réduit et à plus faible densité de plasma. Autres découvertes : les points brillants X ("X ray bright points"), sources de turbulence du vent solaire. Une partie des données des missions SKYLAB sont enregistrées sur des films photographiques, qui offrent une haute résolution spatiale mais une résolution temporelle assez faible, conséquence des temps de pose assez longs.

Les missions Helios I et II, lancées en 1974 et 1976, ont fourni des mesures à partir d'une orbite très rapprochée du soleil, à une distance de 45 millions de kilomètres. Issus d'une coopération germano-américaine, ces projets étaient consacrés à l'étude des oscillations du plasma solaire.

En 1980 la mission Solar Maximum Mission (SMM) est lancée par la NASA. Ce satellite est destiné à couvrir toute la période du maximum solaire. Il ne fonctionnera qu'un an, puis sera rendu inopérant suite à des problèmes de contrôle d'attitude. Il sera réactivé après une réparation en orbite par la navette américaine pour observer le minimum solaire en 1984. SMM apportera des informations sur les éruptions solaires et d'autres phénomènes propres aux rayonnements X et EUV.

Lancé en 1990, ULYSSES, mission de l'Agence Spatiale Européenne, emporte à son bord des instruments destinés notamment à mesurer la composition et la vitesse des ions du vent solaire. Assisté par la gravité de Jupiter, ULYSSES sort du plan de l'écliptique en février 1992 pour survoler le pôle sud solaire en août 1994, puis le pôle nord un an plus tard.

En août 91, un satellite japonais, anglais et américain entame une mission de 3 années dédiée à la détection des rayons X et gamma solaires : YOHKOH (rayon de soleil en Japonais), appelé également SOLAR-A aux Etats Unis. Ces observations couvrent le dernier maximum solaire et se poursuivent au-delà de 1998.

2.2.4 Le programme SOHO

Des modèles théoriques du soleil sont élaborés à plus fine échelle depuis l'avènement des satellites. Les astrophysiciens cherchent à présent à confirmer ces modélisations, au moyen de nouvelles observations spécifiques étendues sur de longues périodes. En réponse à ce besoin, l'ESA lance en 1984 deux programmes conjoints pour l'étude de la magnétosphère, l'atmosphère solaire et le vent solaire : CLUSTER et SOHO. Ces deux projets sont approuvés par le SPC (Science Program Committee) en 1986, dans le cadre du STSP (Solar Terrestrial Science Program), pierre angulaire du programme Horizon 2000.

Dès sa création le projet SOHO est prévu en collaboration avec la NASA, dans le cadre du programme américain ISTP (International Solar Terrestrial Physics Program). La NASA doit assurer le lancement et les opérations en orbite. Le programme américain ISTP comprend les missions SOHO, Cluster, Geotail, Wind et Polar (ESA, NASA et ISAS).

Développé en parallèle avec SOHO, CLUSTER comprend 4 satellites destinés à mesurer les mouvements du plasma solaire à partir de points d'observation différents. Les 4 satellites de la mission sont détruits, suite à l'échec du premier lancement d'Ariane V en juin 96. Une nouvelle mission identique, CLUSTER II, sera mise sur pied en vue d'un lancement dans le courant 2000.

SOHO, observatoire solaire, sera placé en orbite autour du premier point de Lagrange L_1 pour assurer une observation permanente et continue de notre étoile, pour une durée de 2 à 6 ans. Le lecteur intéressé trouvera une description détaillée de la mission SOHO dans la référence [2.6]. Le lancement de SOHO, effectué le 2 décembre 95, permettra un suivi du soleil pendant toute la période d'activité croissante, jusqu'en 2001, prochain maximum solaire. A son bord, une douzaine d'instruments scrutent en permanence l'activité solaire dans une gamme très variée de longueurs d'onde.

SOHO fournira des informations avec une résolution spatiale au moins égale à celle des instruments de SKYLAB, mais avec une couverture spectrale et temporelle très étendue. Les températures, densités et vitesses des particules du soleil seront analysées par SOHO.

Les instruments à bord de SOHO ont des objectifs scientifiques qui peuvent être classés selon trois catégories :

- *l'étude de l'atmosphère solaire* (5 instruments, dont EIT) ;
- *l'étude du vent solaire* (3 instruments qui analyseront les particules du vent) ;
- *l'hélioséismologie*, l'étude des oscillations internes du soleil. Telle la séismologie terrestre, l'hélioséismologie analyse les oscillations solaires dues aux ondes acoustiques se propageant dans le soleil, dans le but de déterminer la structure des couches internes (3 instruments).

2.2.5 L'orbite de SOHO

SOHO est placé sur une orbite de halo autour du point de Lagrange L_1 . Ce point stratégique, appelé également point de libration L_1 , est un des 5 points d'équilibre du problème à trois corps constitués par le soleil, la terre et le satellite. Point d'équilibre instable, il est situé à environ 1.500.000 km de la terre, entre la terre et le soleil, sur la ligne qui relie leur centre. L_1 est approximativement à trois fois la distance terre-lune, ou encore à 1 % de la distance terre-soleil.

L'orbite de halo, schématisée en figure 2.3 avec la phase de transfert suivie par SOHO est une trajectoire approximativement elliptique, proche d'un plan perpendiculaire à la droite terre-soleil, autour du point L_1 . Ces variations sont dues aux changements de position du point L_1 , qui est perturbée par la lune et les autres planètes ainsi que par les variations saisonnières de la distance terre-soleil. L'orbite de halo a une pseudo-période de 6 mois. Elle présente dans le plan de l'écliptique un grand axe de 650.000 km perpendiculaire à la direction terre-soleil, un axe perpendiculaire à ce dernier de 200.000 km et son troisième axe perpendiculaire au plan de l'écliptique a une dimension approximative de 200.000 km.

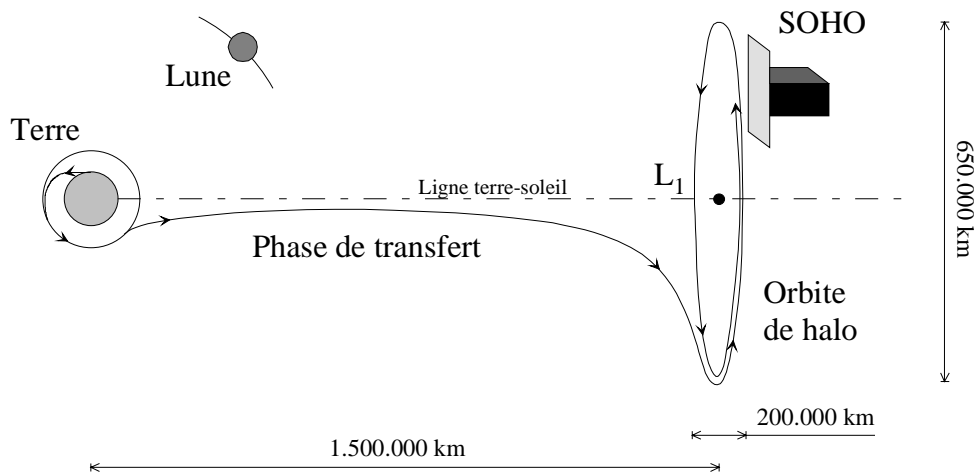


Figure 2.3: Schéma simplifié de l'orbite de SOHO

Par rapport à une orbite basse, l'orbite de halo autour de L_1 présente des avantages de premier ordre pour la mission SOHO :

- elle permet une observation continue du soleil, sans aucune éclipse, et donc sans perte de puissance périodique ;
- en dehors de la magnétosphère, SOHO est plongé dans le vent solaire en dehors de toute perturbation magnétique due à la terre ;
- l'orbite présente de faibles variations de vitesse dans la direction terre-soleil, et permet aux instruments dédiés à l'hélioséismologie d'effectuer des mesures Doppler fiables.

2.2.6 Quelques caractéristiques de la plate-forme SOHO

SOHO est une plate-forme stabilisée selon 3 axes, en permanence pointée vers le soleil. Destinée à maintenir en place une douzaine d'instruments devant assurer un suivi permanent de l'activité solaire, il était primordial d'optimiser ses performances de stabilité, tant au point de vue attitude que thermique et vibratoire. Un croquis de SOHO est présenté en figure 2.4, avec l'emplacement de l'instrument EIT à son bord.

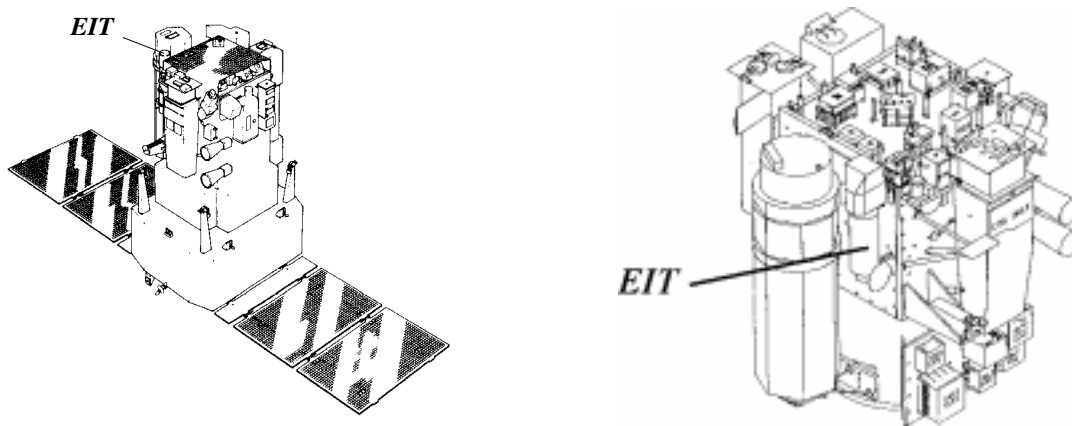


Figure 2.4: Vues schématiques de la plate-forme SOHO

Les principales caractéristiques [2.6] du satellite SOHO sont reprises dans la table (2.2).

Table (2.2): Principales caractéristiques techniques de SOHO

Dimensions	4,3 x 2,7 x 3,7 m ³
Masse	1861 kg dont 655 kg de charge utile et 250 kg de carburant.
Puissance disponible	1400 W maxi, dont 440 W en moyenne pour la charge utile.
Téléométrie	1,4 kbit/s (bas régime), 54,6 kbit/s (régime moyen) et 245,8 kbit/s (haut régime)
Précision de pointage	< 5 arcmin (15 arcmin pour le roulis)
Stabilité de pointage	< 1 arcsec à court terme (15 minutes), < 10 arcsec à moyen terme (6 mois)

2.3 EIT: un télescope pour imager la couronne solaire dans l'EUV

2.3.1 Introduction

Dans cette section sont abordés les objectifs scientifiques de base d'EIT sur base desquels la définition initiale [2.7] de l'instrument sera élaborée. Nous présentons une discussion et une description des choix qui ont été effectués pour la conception des différents éléments qui constitueront l'expérience. Ensuite, les différentes étapes nécessaires au développement de l'instrument sont passées en revue. Cette dernière partie doit permettre au lecteur de cerner le contexte dans lequel ces travaux ont été effectués, et comment ont été obtenues les mesures qui seront utilisées pour construire un modèle de réponse.

2.3.2 Les objectifs de l'instrument EIT

Les objectifs scientifiques primaires d'EIT sont l'étude de la dynamique et de l'évolution des structures coronales sur de larges échelles temporelles, spatiales et sur de larges plages de température [2.8]. Ces études doivent apporter de nouveaux éléments pour expliquer l'accélération des particules du vent solaire et les mécanismes d'échauffement de la couronne solaire qui entoure des couches internes à température beaucoup plus basse (table (2.1)).

La couronne solaire émet abondamment dans les courtes longueurs d'onde, elle constitue la source X et EUV la plus importante dans le ciel. L'étude des émissions de la couronne dans ces plages de longueurs d'onde est essentielle pour identifier les structures qui la constituent. La mission EIT se base sur l'observation de trois raies coronales du fer (de Fe IX-X, XII et XV) qui renseigneront sur la topologie des boucles magnétiques. L'analyse d'une quatrième raie, celle de l'hélium ionisé (He II) qui est présent dans la zone de transition entre la chromosphère et la couronne, permettra de déterminer les points d'ancrage dans la chromosphère des boucles magnétiques, et des trous coronaux qui sont à l'origine des courants de vent solaire à très haute vitesse. Ces objectifs définissent les 4 canaux d'observation d'EIT qui sont détaillés dans la table (2.3).

Table (2.3): Bandes passantes d'EIT

Longueur d'onde	Ion émetteur	Température	Observations
30,4 nm	He II	$8 \cdot 10^4$ K	réseau chromosphérique, trous coronaux
28,4 nm	Fe XV	$2 \cdot 10^6$ K	régions actives
19,5 nm	Fe XII	$1,6 \cdot 10^6$ K	couronne calme en dehors des trous coronaux
17,1 nm	Fe IX-X	$1,3 \cdot 10^6$ K	frontière entre couronne et zone de transition, structures dans les trous coronaux

Pour couvrir l'observation des structures coronales à ces longueurs d'onde, il est nécessaire de disposer d'un champ de vue couvrant au moins le disque solaire, qui représente un angle de 32 arcmin au point de Lagrange L_1 . En combinant ce champ avec la précision de pointage spécifiée par le satellite (table (2.2)), le champ de vue d'EIT a été fixé à 45 x 45 arcmin.

Les objectifs scientifiques peuvent être traduits en termes des spécifications instrumentales suivantes :

Chapitre 2

- Haute résolution spatiale. Le détecteur pressenti pour l'instrument sera constitué d'une matrice de 1024 x 1024 pixels et couvrira le champ de 45 x 45 arcmin. La dimension angulaire de chaque pixel sera de 2,6 arcsec.
- Sensibilité optimisée dans les 4 domaines spectraux envisagés : 17,1 ; 19,5 ; 28,4 et 304 nm.
- Bonne résolution spectrale, afin d'isoler au mieux les 4 raies étudiées. L'objectif initialement fixé est une résolution $\Delta\lambda$ comprise dans le domaine $[0,01 \lambda ; 0,07 \lambda]$.

Les contraintes particulières à SOHO viennent s'ajouter à ces paramètres :

- Capacité d'avertir en temps réel les autres instruments de SOHO de l'apparition de phénomènes solaires particuliers.
- Instrument compatible avec le cahier des charges et les ressources allouées par le satellite.

2.3.3 *Le consortium EIT*

La proposition initiale remise à l'ESA en 1988 rassemble les compétences de plusieurs instituts belges, français et américains, pour composer un consortium chargé de développer l'instrument EIT. L'organisation de la mise au point de l'instrument est une exception sur SOHO, la responsabilité scientifique est confiée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay (IAS, anciennement LPSP à Verrières-le-Buisson, F), tandis que la maîtrise d'œuvre technique est attribuée au Centre Spatial de Liège (CSL, dénommé IAL Space à cette époque). De plus, EIT sera amené à partager les ressources d'un instrument américain, LASCO, développé par le NRL (Washington DC, USA). Ces trois équipes dépendent de financements séparés.

La liste des partenaires scientifiques est reprise dans la table (2.4), avec une partie des co-expérimentateurs associés.

Table (2.4): Le Consortium EIT

	<i>Institut</i>	<i>Localisation</i>	<i>Co-expérimentateur</i>
CSL	Centre Spatial de Liège	Belgique	C. Jamar
ORB	Observatoire Royal de Belgique	Belgique	P. Cugnon, F. Clette
IAS	Institut d'Astrophysique Spatiale	France	J.P. Delaboudinière (principal expérimentateur), G. Artzner
LAS	Laboratoire d'Astronomie Spatiale	France	J. Maucherat
IOTA	Institut d'Optique Théorique et Appliquée	France	J.P. Marioge, J.P. Chauvineau
NRL	Naval Research Laboratory	USA	G. Brueckner, D. Moses, R. Howard, D. Michels
GSFC	NASA Goddard Space Flight Centre	USA	J. Gurman
LM	Lockheed Martin	USA	J. Lemen, R. Catura

Les objectifs scientifiques d'EIT sont essentiellement basés sur l'imagerie et la radiométrie de la couronne solaire. L'instrument sera composé d'une partie télescope, destinée à produire des images sur un détecteur CCD, élément central d'une section caméra. La partie télescope fera appel à des technologies essentiellement européennes, tandis que la section caméra ainsi que toute l'électronique de commande des mécanismes seront du ressort des équipes américaines associées au projet.

EIT: un télescope solaire EUV à bord de SOHO

Le CSL coordonne la gestion complète des phases de développement, réalisation, tests et intégration sur le satellite. Il prendra également en charge la responsabilité de la structure et du mécanisme de porte. L'expérience du Centre et ses installations de tests seront utilisées pour réaliser l'alignement précis des optiques, effectuer les essais de vibration du modèle de vol, les tests de vide thermique, ainsi qu'une vérification optique avec le collimateur EUV.

La partie télescope sera exclusivement européenne. Les miroirs seront polis et traités par l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée. La calibration dans l'EUV mettra à profit les installations de l'IAS, qui bénéficie d'une partie du faisceau du synchrotron d'Orsay (LURE). Le Laboratoire d'Astronomie Spatiale (LAS) qui développe les mécanismes de LASCO prendra également en charge ceux d'EIT, qui utilisent des composants similaires et seront pilotés par l'électronique commune à LASCO et EIT.

Du côté américain, le NRL s'est associé à Lockheed Martin (à l'époque dénommé Lockheed Palo Alto Research Laboratory) pour calibrer les détecteurs EUV d'EIT développés par un constructeur américain. L'électronique associée à ces détecteurs est similaire à celle de LASCO, et bénéficiera à moindre coût des développements en cours pour cet autre instrument. La longue expérience du NRL dans le domaine des observations solaires EUV en fait un partenaire de premier choix au niveau de la conception de l'instrument mais également pour tous les tests dans l'EUV.

2.3.4 Le concept de base de l'instrument EIT

Les objectifs scientifiques requièrent un instrument doté à la fois de fonctions d'imagerie et de mesures radiométriques. Ces deux aptitudes nécessitent un système optique adéquat pour atteindre la résolution de 2,6 arcsec dans le champ de vue spécifié, ainsi qu'un détecteur performant tant en discrimination spatiale qu'en capacité de mesures radiométriques, dans une plage de longueurs d'onde s'étendant de 17,1 à 30,4 nm. La fonction de sélection spectrale est également très importante, pour discriminer les 4 raies d'émission étudiées. Nous passons ici en revue les différents aspects propres à la conception d'un instrument d'observation EUV : systèmes optiques, réflectivité des miroirs dans l'EUV, qualité des miroirs dans l'EUV, détecteurs, tests en laboratoire et propreté.

C'est ce domaine spectral EUV qui constitue la difficulté principale de la conception de l'instrument EIT. La plupart des matériaux absorbent le rayonnement à ces longueurs d'onde, ce qui nécessite des techniques particulières pour obtenir des systèmes optiques et des détecteurs performants. Jusqu'il y a peu, les astronomes utilisaient des télescopes à incidence rasante pour obtenir des observations dans les longueurs d'onde inférieures à 80 nm. Ces télescopes utilisent les propriétés de réflexion des métaux en incidence rasante, mais ont l'inconvénient de ne fournir que de très faibles surfaces effectives pour collecter le flux EUV, dans des champs de vue d'étendue angulaire limitée. L'encombrement et la masse de ces systèmes sont également des obstacles à la spatialisation de ce type d'instruments. Néanmoins, c'est cette technique qu'utilise l'instrument SXT, à bord de Yohkoh [2.9].

C'est l'avènement de la technologie des dépôts multicouches interférentiels qui a réellement ouvert l'accès à un nouveau type d'observations astronomiques, en procurant aux surfaces optiques un pouvoir réflecteur en incidence normale dans le domaine EUV et X mou. Le principe de cette technique repose sur la génération d'interférences constructives obtenues par dépôt de couches successives sur un substrat, généralement le miroir lui-même. A chaque interface, l'onde réfléchie sort du dépôt multicouche en interférant avec les ondes réfléchies par les autres interfaces. Malgré un faible pouvoir réflecteur des interfaces individuelles, la combinaison des ondes réfléchies

Chapitre 2

permet d'atteindre des pouvoirs réflecteurs de l'ordre de 30 % dans l'EUV, tout en offrant une fonction de sélection spectrale très fine. La figure 2.5 illustre les performances théoriques d'un revêtement de ce type, optimisé pour $\lambda = 30,4$ nm, pour une autre application EUV. Signalons que certains auteurs [2.10] attribuent le développement tardif de ces techniques par la méconnaissance des indices de réfraction complexes aux longueurs d'onde EUV que l'on commence depuis peu à bien caractériser [2.11][2.12].

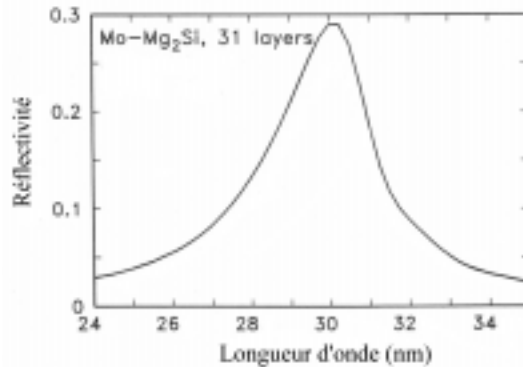


Figure 2.5: Exemple de réflectivité théorique d'un revêtement multicouche constitué d'un empilement de 31 alternances de couches de Mo et de Mg₂Si, dont chaque épaisseur a été optimisée [2.10]

Par ailleurs, la qualité des surfaces optiques est essentielle à ces longueurs d'onde, où les défauts résiduels des optiques utilisées dans le visible deviennent inacceptables. Il est nécessaire d'atteindre des défauts de forme résiduels de l'ordre de $\lambda/20$ pic à pic (λ est la longueur d'onde dans le domaine visible utilisée pour la mesure des défauts de forme) pour obtenir une bonne qualité d'imagerie dans l'EUV. Le polissage des optiques est donc un facteur primordial pour atteindre une bonne qualité d'image. L'absence de diffraction à ces longueurs d'onde laisse espérer des performances accrues dans les systèmes optiques EUV par rapport à l'imagerie dans le visible, mais en pratique la qualité des surfaces limite rapidement les performances attendues. Un défaut de forme global de $\lambda/10$ dans le visible constitue un défaut de 2λ à 30,4 nm !

La détection du rayonnement EUV et X mou a pris un essor considérable avec le développement des détecteurs à couplage de charge (CCD). Malgré l'absorption intrinsèque des semi-conducteurs dans l'EUV, les techniques d'amincissement combinées à l'éclairage par la face arrière permettent d'obtenir des détecteurs CCD efficaces dans le domaine EUV et X mou depuis les années 80. Dans le cas d'EIT, le détecteur EUV constitue l'élément de base sur lequel s'appuiera la conception de l'instrument. Les limitations technologiques de l'époque ont fixé la capacité d'imagerie à une mosaïque de 1024 x 1024 éléments détecteurs (pixels) carrés de 21 μm de côté. Ces détecteurs nécessitent d'être refroidis pour délivrer leurs performances nominales.

La mise au point d'un instrument EUV nécessite des essais en laboratoire. L'absorption atmosphérique rend impossible toute possibilité de mesure dans des conditions de pression ambiante. Il est nécessaire de travailler sous vide, ce qui est une contrainte importante. Un autre inconvénient pratique est la disponibilité réduite de sources de lumière EUV. Il n'existe pas de source EUV permettant d'obtenir un éclairage EUV similaire à celui de la couronne solaire. Le rayonnement synchrotron apporte une solution intéressante pour réaliser ces essais dans la plage de longueur d'onde couverte par les 4 quadrants de l'instrument. Cette possibilité offerte par les facilités de l'IAS constitue un réel avantage pour le développement de l'instrument. Notons également que les filtres utilisés pour la réjection de la lumière visible empêchent toute

vérification optique dans le visible sans démontage préalable, ce qui ajoute une difficulté pratique pour de la mise au point finale de l'instrument.

Un aspect très important à prendre en compte à ce stade est la sensibilité à la contamination moléculaire. Tous les matériaux étant fortement absorbants dans l'EUV, la propriété des éléments qui interceptent le faisceau optique est un critère essentiel pour conserver une efficacité de détection. Par exemple, un dépôt de quelques couches moléculaires de composés d'hydrocarbure (vapeurs d'huile de pompe par exemple) peut avoir des effets catastrophiques. Dans un instrument qui comporte une dizaine de surfaces utiles (3 filtres, deux miroirs et un détecteur), ces effets seront amplifiés exponentiellement. Notons également qu'outre l'absorption des photons EUV, une fine couche de contaminant sur les dépôts multicouches peut déplacer la bande passante en perturbant l'interférence produite par l'empilement. Il convient donc de sélectionner soigneusement les différents matériaux utilisés dans l'élaboration de l'instrument en fonction de leurs propriétés de dégazage sous vide.

Le concept de base de l'instrument va s'articuler autour d'un détecteur CCD, combiné à un système optique à miroirs revêtus de dépôts multicouches interférentiels. Ces deux éléments assurent les fonctions d'imagerie et de détection. Des filtres devront compléter la réjection spectrale, ainsi qu'un jeu de mécanismes pour équiper l'instrument d'un obturateur et de filtres amovibles.

2.3.5 Définition des éléments-clés de l'instrument EIT

Nous décrivons dans les sections suivantes les points principaux et les options qui ont été sélectionnées lors de la conception de l'instrument. Cette description est volontairement simplifiée car les éléments clés du design seront analysés en détail dans le chapitre 4. Le lecteur intéressé trouvera une description détaillée de l'ensemble dans la référence [2.8].

2.3.5.1 Le système optique d'EIT

Le système optique d'EIT doit être conçu pour observer la couronne dans un large champ de vue : 45 x 45 arcmin, soit 4 rayons solaires de diagonale. Ce choix va permettre l'observation de phénomènes prenant naissance sur le disque solaire qui pourront s'étendre vers la couronne extérieure.

L'idée de base est d'utiliser les performances des dépôts multicouches réflecteurs dans l'EUV pour travailler avec des miroirs en incidence normale. Combiné avec un détecteur CCD de 1024 x 1024 pixels carrés de 21 µm de côté chacun, la focale du système optique s'obtient par la formule suivante :

$$f = \frac{d_{CCD}}{\text{tg}(\alpha)} \quad (2.1)$$

Avec α l'angle diagonal du champ de vue, f la focale et d_{CCD} la dimension transversale du détecteur carré. La focale ainsi définie est de 1650 mm.

Les contraintes de masse et d'encombrement pour installer un instrument sur la plate-forme SOHO nous conduisent naturellement à étudier un télescope de type Ritchey-Chrétien, qui est bien adapté

Chapitre 2

pour un large champ de vue et permet d'obtenir un ensemble compact avec une grande distance focale. Avec ce système à 2 miroirs hyperboliques, 2 réflexions en incidence normale sont à prendre en compte dans le rendement global de l'instrument, qui est ainsi limité à 9 % en supposant que des pouvoirs réflecteurs de 30 % pourront être atteints avec les dépôts multicouches. L'alternative est d'utiliser un système à une seule réflexion, avec un seul miroir parabolique, mais qui présente des aberrations plus importantes. Cette solution moins compacte est utilisée pour observer les raies d'émission plus faibles de la couronne solaire, pour $\lambda < 10$ nm.

Pour imager quatre bandes spectrales de l'EUV avec l'instrument EIT, 4 types de revêtements distincts seront déposés sur les miroirs. C'est à partir de cette considération qu'un concept de 4 télescopes utilisant les deux mêmes miroirs a été mis au point. Si les surfaces des miroirs sont divisées en 4 sections recouvertes chacune d'un dépôt particulier, on obtient un système optique à 4 canaux spectraux définis par la bande passante du revêtement multicouche. Ce système ne peut être éclairé que dans un canal à la fois, ce qui donne un système à 4 télescopes décentrés. Ce concept est illustré en figure 2.6, où un masque sélecteur est utilisé pour n'illuminer qu'un quadrant particulier, les 2 réflexions sont alors obtenues à partir du même type de dépôt multicouche sur les deux miroirs pour former une image quasi-monochromatique de la couronne solaire dans le plan focal.

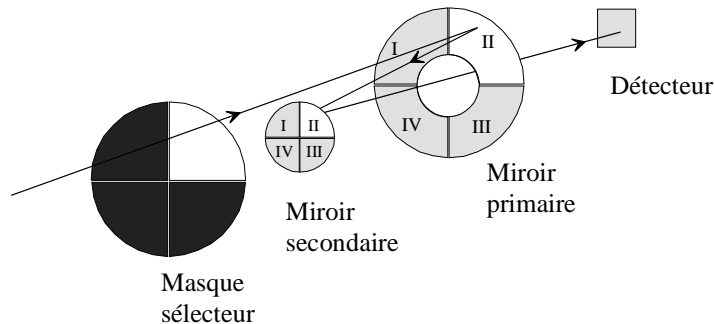


Figure 2.6: Schéma optique simplifié de l'instrument EIT

Les contraintes d'encombrement propres à EIT limitent le diamètre utile du miroir primaire à 115,5 mm, ce qui donne 4 ouvertures de dimension caractéristique de 40 mm, et donc un nombre d'ouverture $F = 41$. Le télescope sélectionné est un système Ritchey-Chrétien à champ large modifié par Bottema et Woodruff [2.13]. Un miroir primaire concave hyperbolique est combiné avec un miroir secondaire convexe également hyperbolique. Leurs caractéristiques sont détaillées dans la table (2.5).

Le système optique de ce télescope EUV joue en réalité deux fonctions : il participe à la réponse spatiale de l'instrument en collectant l'énergie du rayonnement dans un champ de vue particulier, et il apporte une contribution essentielle à la réponse spectrale grâce aux multicouches interférentielles qui définissent des pouvoirs réflecteurs dans des plages de longueur d'onde très étroites.

Table (2.5): Définition du système optique d'EIT [2.14]

<i>Paramètre</i>	<i>Miroir primaire</i>	<i>Miroir secondaire</i>
Matériau	Zérodur	Zérodur
Forme	concave	convexe
Diamètre externe utile	115,5 mm	48 mm
Diamètre de la zone obscure	58 mm	7 mm
Rayon de courbure	1100 mm	536,25 mm
Facteur asphérique	-0,10699	-4,1111
Distance par rapport au miroir primaire	-	0,37125 mm

Pour obtenir une bonne réponse spatiale, ces miroirs devront donc présenter des défauts de forme réduits sachant qu'ils seront les principaux responsables de la perte de qualité image, la diffraction étant minimale dans l'EUV. Une erreur de front d'onde de $\lambda/20$ pic à pic ($\lambda=633$ nm) pour chaque miroir est fixée comme objectif à atteindre lors du polissage. A cette erreur se superposent les autres défauts produits par les erreurs d'alignement et les aberrations propres à la formule optique de Ritchey-Chrétien. En effet, ce système présente ses propres aberrations, qui sont principalement de la courbure de champ et dans une moindre mesure, de l'astigmatisme. En particulier, les effets de la courbure de champ peuvent être minimisés sur l'ensemble du champ en positionnant le détecteur de manière focaliser correctement le faisceau à 16 arcmin. Notons que cette région du champ correspond au limbe solaire, qui présente un intérêt particulier pour les astrophysiciens. L'asphérisation finale des miroirs sera obtenue par un dépôt de bore.

Les performances de réponse spectrale dépendent de la définition des multicouches, ainsi que de leur mise en œuvre. Du point de vue de la physique solaire, la définition exacte des 4 bandes passantes est de première importance pour identifier sans ambiguïté la contribution des émissions des raies solaires individuelles avec leurs différents régimes de température. Remarquons que parmi les 4 revêtements à mettre au point, c'est à 28,4 nm que l'émission solaire est la plus faible. Ce canal risque d'être perturbé par la raie à 30,4 nm, qui est 20 fois plus intense. Il sera nécessaire d'optimiser la réjection de cette longueur d'onde par le revêtement du quadrant 28,4 nm. D'autre part, ces filtres interférentiels présentent des pics de réflectivité secondaires, qui peuvent nécessiter aussi d'être atténués par des filtres supplémentaires. Du point de vue des performances instrumentales, l'efficacité de ces dépôts va définir le pouvoir de détection global. Elle dépend à la fois de la définition théorique des couches individuelles, mais également de la qualité des interfaces entre les différents dépôts successifs. La technologie très particulière des dépôts multicouches est bien maîtrisée par l'IOTA [2.15], qui est en charge de leurs développements pour EIT.

Notons que ce télescope nécessite l'ajout d'un bafflage optique. En effet, sous certains angles d'éclairement, la lumière peut atteindre le détecteur directement sans intercepter les surfaces optiques. Le bafflage devra être étudié par des méthodes de tracé de rayons pour éviter ces rayons parasites. Deux baffles cylindriques disposés entre les miroirs sont habituellement utilisés avec les télescopes de type Ritchey-Chrétien. Ces deux éléments, revêtus d'un dépôt noir pour absorber au mieux le rayonnement incident, seront intégrés à la structure du télescope.

2.3.5.2 Les filtres d'EIT

Les dépôts multicouches sont très réfléchissants dans le domaine visible, grâce à la dernière couche de SiO₂ habituellement utilisée pour protéger le revêtement des agressions extérieures. Cette propriété est intéressante pour réaliser les contrôles de surface et l'alignement des optiques avec de la lumière visible dans des conditions ambiantes. Par contre, EIT est un instrument destiné à observer le soleil dans l'EUV, alors que l'émission solaire dans le visible est près de 10⁸ fois plus importante que dans les raies EUV. L'irradiance solaire au niveau de la terre ou de L₁ vaut en moyenne 1370 W/m², elle est essentiellement produite par le rayonnement visible et infrarouge alors que l'irradiance résultant de l'émission de la raie He II ($\lambda=30,4$ nm) n'atteint que 10⁻⁴ W/m² en L₁. Il est donc nécessaire de rejeter cette partie du rayonnement au moyen de filtres additionnels, à la fois pour éviter l'aveuglement du détecteur par la lumière visible, mais aussi pour éviter l'échauffement excessif des optiques face au rayonnement infrarouge solaire.

Ce problème est classique pour les instruments astronomiques travaillant dans l'EUV, il peut être solutionné en utilisant des filtres en aluminium. Ce métal présente l'avantage de réfléchir près de 90 % du rayonnement visible incident, ce qui permet de limiter le rayonnement infrarouge dès l'entrée de l'instrument. Une deuxième propriété capitale de l'aluminium est sa fenêtre de transmission entre 17 et 90 nm, qui couvre l'ensemble des 4 plages d'observations d'EIT. A partir d'un film de 150 nm déposé sous vide, il est possible d'obtenir des facteurs de transmission variant entre 30 et 70 % suivant l'adjonction ou non d'un composé carboné destiné à atténuer la raie intense de l'He I à 58,4 nm. La figure 2.7 illustre la fenêtre de transmission de l'aluminium, en représentant la transmission d'un film d'aluminium pur (non oxydé) de 150 nm d'épaisseur. La réjection de la lumière visible d'un seul filtre de ce type peut théoriquement dépasser 10⁶. En pratique, ces films métalliques sont très fragiles et présentent des défauts sous forme de micro-perforations qui deviennent rapidement pénalisants dans le cas d'observations solaires où le rayonnement visible est prédominant. Deux filtres sont nécessaires pour obtenir la suppression complète de fuites de lumière visible et atteindre un taux de réjection de 10⁸.

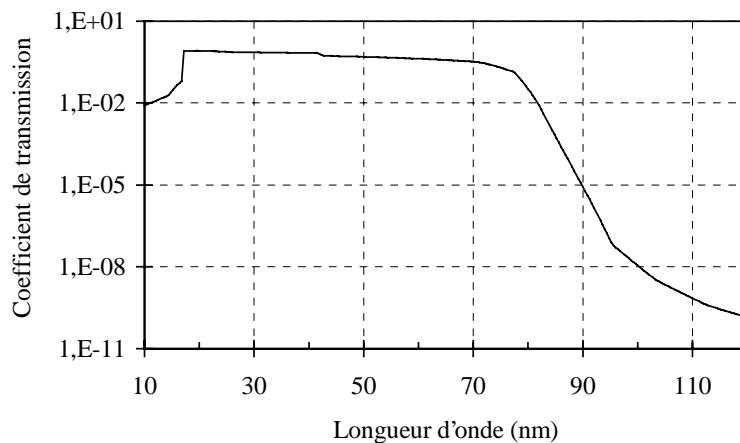


Figure 2.7: Transmission théorique d'un film d'aluminium pur de 150 nm d'épaisseur (calculé d'après les données de [2.11] et [2.12])

Les instruments solaires utilisent classiquement un filtre à l'entrée combiné à un filtre proche du plan focal. Le filtre d'entrée assure la réjection de l'infrarouge et protège ainsi les optiques, tandis que le second filtre permet d'obtenir l'atténuation suffisante de la lumière visible. La mission EIT-SOHO est destinée à couvrir une période de 5 années d'observations, au cours desquelles l'activité

solaire va augmenter considérablement. C'est une des raisons pour lesquelles il est nécessaire de pouvoir insérer un filtre supplémentaire, afin d'atténuer le rayonnement EUV en fin de mission. L'éventualité d'une rupture du filtre d'entrée est à envisager sérieusement à ce stade de la conception. Les risques sont nombreux : dommages lors du montage, vibrations lors des transports, incident lors des phases de pompage destinées à tester l'instrument sous vide, vibrations et variations de pression lors du tir, dépressurisation trop rapide de l'instrument une fois en orbite, ... Il est donc nécessaire de prévoir des filtres redondants pour parer à ce type de défaillance. Ces raisons ont mené à un concept d'instrument comprenant un filtre d'entrée, un filtre "focal" et un jeu de filtres amovibles à intégrer dans un mécanisme, comme schématisé en figure 2.8.

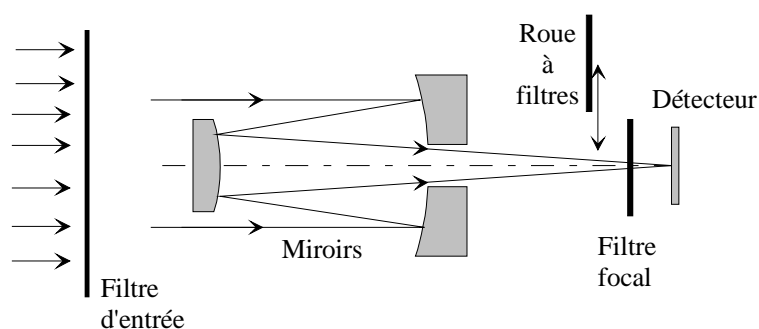


Figure 2.8: Localisation des filtres dans le faisceau optique de l'instrument EIT

2.3.5.3 La section détecteur d'EIT

Le détecteur est un élément clé. C'est en grande partie sur base de sa définition que s'articule la conception de l'instrument complet. Les développements de la technologie des CCD EUV étant très prometteurs, c'est dans cette voie que le choix stratégique s'est porté dès la première phase de conception.

Initialement développés pour l'imagerie dans le domaine visible, les détecteurs CCD les plus courants sont de type "épais". Le rayonnement traverse d'abord les électrodes, avant d'interagir avec la matrice de silicium. Cette technologie permet d'atteindre des rendements quantiques de l'ordre de 60 % entre 600 et 900 nm. Sous les 600 nm, le silicium est intrinsèquement absorbant, ce qui explique l'abaissement du rendement quantique dans l'ultraviolet, malgré l'augmentation de l'énergie de photons.

Pour des longueurs d'onde inférieures à 400 nm, ce type de CCD n'a pratiquement plus aucun rendement, comme indiqué en figure 2.9 pour les "CCD épais". Par ailleurs, en plus du silicium, les électrodes métalliques transparentes au visible absorbent ces rayonnements. Il est dès lors nécessaire d'y apporter des modifications fondamentales afin d'en élargir le champ d'application aux domaines EUV et X mou, où un photon génère plusieurs électrons.

Plusieurs techniques ont été mises au point à cette fin ces dernières années. Citons les CCD "épais" à déplétion profonde [2.16], les CCD "amincis" illuminés par l'arrière [2.17], dont l'efficacité peut être améliorée par des implants ioniques, par des techniques de flashages UV,... Le détecteur d'EIT entre dans la catégorie des CCD amincis éclairés par l'arrière avec implant de bore sur sa face arrière.

Les photo-électrons sont créés dans les couches superficielles du silicium à cause de la faible profondeur de pénétration des photons EUV, comme l'indique la figure 2.10. Dans un CCD non aminci, les charges générées doivent encore parcourir l'épaisseur approximative de 300 μm de silicium avant d'être collectées par les puits de potentiel au droit des électrodes. Les phénomènes de recombinaison deviennent prépondérants, et aucun électron ne parvient aux électrodes. Il est donc nécessaire d'amincir la couche de silicium, jusqu'à atteindre une épaisseur approximative de 15 μm , pour permettre aux photocharges d'atteindre la zone de collection.

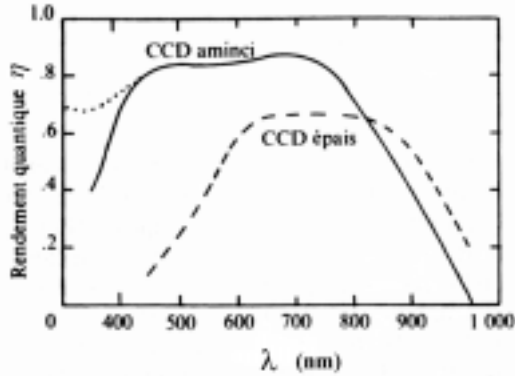


Figure 2.9: Rendement quantique caractéristique des CCD aux différentes longueurs d'ondes [2.3]

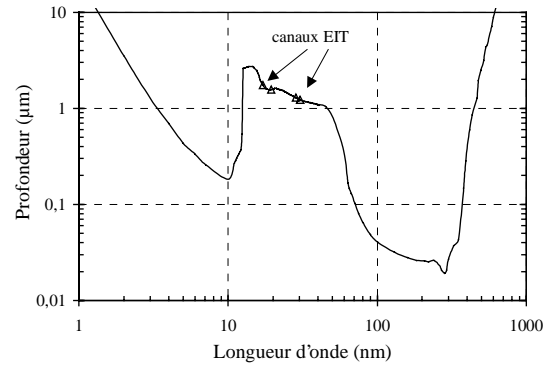


Figure 2.10: Profondeur de pénétration des photons dans le silicium correspondant à une atténuation de 99 % (calcul basé sur les données [2.11] et [2.12])

Ces données mettent en évidence l'importance des premières couches superficielles du CCD sur les performances du détecteur dans l'EUV. C'est à ce niveau que se produisent les seules pertes significatives de photocharges [2.18]. L'inévitable couche d'oxyde SiO_2 qui se forme naturellement sur la surface arrière du détecteur est à l'origine des défauts de rendement des CCD amincis illuminés par l'arrière. Cette couche a tendance à se charger positivement [2.17]. La zone intermédiaire entre le réseau cristallin de Si et la couche de SiO_2 est une région fort susceptible de présenter des pièges dits d'interface, en raison de la nature différente de la structure cristalline et du réseau moléculaire de l'oxyde. Il en résulte un potentiel positif au niveau de la surface éclairée, qui crée ainsi une région "morte" dans les premières couches de Si en piégeant les photocharges qui y sont générées [2.18] [2.19]. L'épaisseur de cette région conditionne les performances finales du détecteur. Dans le cas d'EIT, un implant de bore [2.18] est utilisé pour stabiliser le réseau cristallin de ces premières couches, et réduire les effets de région "morte" en modifiant le champ électrique local. Cette technique est délicate à mettre en oeuvre, car elle nécessite une stabilisation thermique à haute température en fin de fabrication.

D'autre part, le détecteur d'EIT sera doté de la possibilité de fonctionner en mode MPP (multi-pinned phase operation) [2.20]. Cette technique permet de réduire drastiquement le courant d'obscurité généré par les charges piégées dans la couche d'oxyde qui se trouve contre les électrodes de la face avant (non éclairée). Dans ce mode, le potentiel local de l'interface de la couche d'oxyde avec le substrat est contrôlé par un implant ionique.

Afin d'obtenir une haute résolution spatiale, c'est le détecteur présentant à l'époque (1990) le plus grand nombre de pixels qui a été sélectionné avec un format de 1024 x 1024 cellules élémentaires (pixels) carrées de 21 μm de côté. Actuellement, on atteint des formats de 2048 x 2048, avec des tailles de pixels allant de 9 à 25 μm . Les principales caractéristiques du détecteur sont résumées dans la table (2.6), ainsi qu'une coupe simplifiée de la structure du CCD en figure 2.11.

Table (2.6): Principales caractéristiques du CCD développé pour EIT

Architecture	3 phases, MPP, éclairé par l'arrière, spécifiquement traité pour une bonne sensibilité EUV
Format	1024 x 1024 pixels
Taille du pixel	carré 21 x 21 μm
Full well	150.000 électrons
CTE (efficacité de transfert de charge)	0,99995
Temps de lecture	23 ms /ligne, soit un total de 21 s

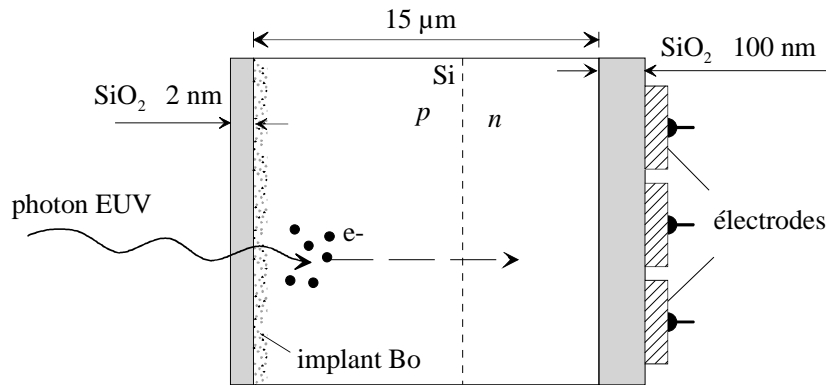


Figure 2.11: Coupe schématique du CCD EIT aminci éclairé par l'arrière

Pour assurer des performances adéquates, le CCD est refroidi passivement jusqu'à -80°C , ce qui permet de réduire le bruit thermique à son minimum, et d'assurer une meilleure résistance aux radiations énergétiques en figeant les charges piégées dans les défauts ainsi générés. Les ressources disponibles ne permettent pas d'intégrer un système de refroidissement cryoélectrique, par contre l'orientation permanente de l'instrument face au soleil permet d'obtenir un refroidissement par les surfaces latérales qui présentent un facteur de vue important vers l'espace froid. Un système de refroidissement passif a donc été conçu, en connectant conductivement le détecteur vers un radiateur externe non isolé radiativement, pour être maintenu à très basse température, comme schématisé en figure 2.12.

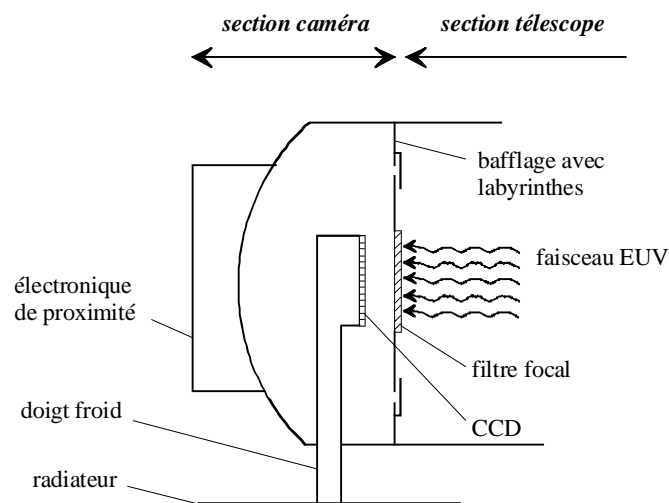


Figure 2.12: Configuration de la section détecteur d'EIT

Chapitre 2

La jonction conductrice CCD-radiateur est appelée doigt froid, en raison de sa très basse température qui en fait un piège pour les molécules de l'atmosphère résiduelle lorsque l'instrument est sous vide. Dans cette figure, la section caméra apparaît séparée de la section télescope par un bafflage additionnel destiné à supprimer les éventuelles fuites de lumière. Sur ce baffle est monté le filtre focal en aluminium. Deux labyrinthes sont utilisés pour assurer le pompage de la cavité de la caméra et permettre l'éclairement diffus du CCD par des lampes de calibration situées du côté télescope.

Un des points clés dans le développement du détecteur est la connaissance de sa sensibilité absolue et relative dans chaque canal EUV. Ce type de mesures est assez difficile à réaliser, car elles nécessitent de travailler sous vide, et de disposer d'une source EUV. Il existe très peu de sources EUV capable de délivrer une intensité permettant une irradiation suffisante aux 4 longueurs d'ondes d'EIT dans tout le champ de l'instrument. La calibration est dès lors une étape très délicate, qui nécessitera la mise au point d'un programme approfondi dans les installations de tests des différents instituts (LM/NRL [2.21], IAS [2.22] [2.23], CSL [2.22]). Le rayonnement synchrotron disponible dans la facilité d'essais de l'IAS permet d'obtenir un éclairement monochromatique à des niveaux importants dans la plage des longueurs d'onde de 10 à 300 nm. C'est avec ce rayonnement que l'étalonnage de l'instrument sera réalisé. D'autres mesures et vérifications complémentaires seront obtenues en utilisant une source à décharge (30,4 nm) et une source à faisceau d'électrons (17,1 nm) avec un collimateur EUV.

Derrière le détecteur, se trouve l'électronique de proximité, qui assure la lecture du CCD et le transfert de ces informations vers le boîtier électronique général de LASCO, partagé également avec EIT. La durée d'intégration des photocharges dans le CCD est définie par l'ouverture d'un obturateur qui masque le faisceau en dehors des périodes d'observation. Cet obturateur nécessite la mise au point d'un mécanisme supplémentaire, qui doit être localisé en proximité directe du détecteur.

2.3.5.4 Propreté et stratégie de préparation au lancement de l'instrument EIT

Nous avons déjà fait remarquer que les instruments EUV sont très sensibles à la contamination moléculaire en raison de l'absorption importante des matériaux à ces longueurs d'onde. Outre une sélection judicieuse des différents constituants internes, maintenir les surfaces sensibles en dehors de toute source de contamination extérieure est un élément capital pour conserver les meilleures performances instrumentales.

En particulier, le développement de l'instrument EIT fera appel à des tests environnementaux et des tests d'étalonnage, tant au niveau des sous-systèmes, que de l'instrument assemblé et du satellite complet. De longues périodes de stockage sont également à prévoir dans les phases préparatoires. Ces opérations et ces séquences se déroulent dans des salles blanches, dont la propreté doit être contrôlée tant au niveau particulaire que moléculaire.

- Les exigences de propreté moléculaire sont portées à un haut niveau pour EIT: les surfaces optiques (filtres miroirs et détecteur) ne doivent pas accumuler plus de $2,7 \cdot 10^{-7}$ g/cm², ce qui correspond à une couche de 2,5 nm de contaminant. Des témoins accompagnent l'instrument et sont régulièrement contrôlés.
- D'autre part, les particules déposées sur les surfaces optiques provoquent un obscurcissement des surfaces éclairées, ainsi que de la lumière parasite qui aura pour effet une augmentation du bruit. La contamination particulaire, moins critique dans notre cas, sera contrôlée en n'exposant les surfaces optiques que dans un environnement contrôlé au standard classe 300, qui définit la concentration des particules dans l'air, ainsi que le dépôt acceptable sur les surfaces.

Plusieurs options sont envisageables pour maintenir un instrument dans des conditions optimales. Dans tous les cas, l'instrument doit comporter une structure externe destinée à protéger les optiques, les filtres et le détecteur de l'environnement extérieur. On peut d'une part envisager de purger en permanence le volume intérieur avec de l'azote gazeux purifié. Retenue par d'autres expériences à bord de SOHO, cette solution n'est pas idéale dans notre cas, où la présence très minces filtres en aluminium proscrit toute variation de pression susceptible d'induire des dommages aux films d'aluminium. C'est une autre solution qui a été adoptée dans le cas d'EIT : l'instrument est maintenu sous vide permanent pour éviter toute variation de pression interne importante. Ce choix devrait permettre d'une part d'éviter toute contamination provenant de l'environnement extérieur, et d'autre part de garantir la tenue mécanique des filtres pendant toutes les séquences de vérifications.

Cette option n'est pas exempte d'inconvénients :

- Elle nécessite de concevoir une structure externe ainsi qu'un système de porte hermétique. Cette porte doit avoir une ouverture fiable et doit limiter les fuites lors des vibrations.
- Les inévitables fuites devront être compensées par un pompage périodique, qu'il faudra prévoir également sur la tour de lancement en cas de tir retardé. La pression maximale admissible est estimée à 10 mbar. Chaque opération de pompage constituera un risque d'endommagement des filtres.
- Un système de pompage mobile devra être conçu de manière à réduire tout risque d'erreur de manipulation lors des opérations de pompage. Il accompagnera l'instrument jusqu'à la rampe de lancement.
- L'ouverture de l'instrument dans des conditions de pression ambiante nécessitera une lente remontée en pression. A la fermeture de la porte, un pompage lent sera nécessaire pour abaisser la pression sous les 10 mbar.
- Une jauge de pression ainsi qu'une vanne de pompage électrique doivent équiper l'instrument, afin de se réserver la possibilité de pomper l'instrument sur la tour de lancement au travers de la coiffe du lanceur.
- L'ouverture de l'instrument en orbite ou dans les enceintes sous vide doit être réalisée après avoir préalablement égalisé les pressions intérieures et extérieures. La vanne électrique pourrait être utilisée à cet effet.
- Les connections électriques nécessitent des traversées étanches pour alimenter les mécanismes internes.

En dépit de ces difficultés, c'est cette option qui est sélectionnée dès la conception initiale de l'instrument.

Une fois en orbite, l'instrument pointera le soleil et le détecteur sera refroidi en permanence à - 80°C, dans un environnement maintenu autour de 20°C. Il y a donc un risque certain de contamination de la surface du CCD. Par conséquent, il est prévu d'équiper le détecteur d'une résistance chauffante qui sera activée périodiquement pour assurer l'évacuation des éventuels condensats.

2.3.5.5 Les mécanismes d'EIT

Afin d'assurer toutes ses fonctions, l'instrument doit comporter un certain nombre de mécanismes. Ceux-ci sont schématisés en figure 2.13, à l'exception de la porte hermétique et de la vanne.

Chapitre 2

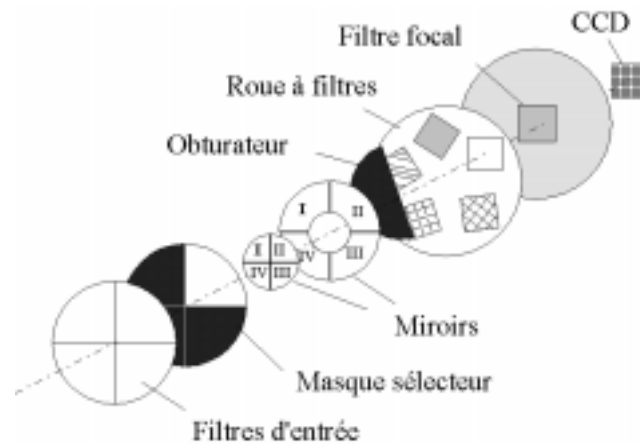


Figure 2.13: Schéma des éléments internes de l'instrument EIT

- Un seul quadrant est éclairé à la fois. Un masque tournant, ne laissant découvert qu'un quadrant, est positionné à l'entrée de l'instrument, derrière le filtre aluminium. En tournant successivement de 90° , ce masque permet de passer d'un canal à l'autre, en illuminant un seul type de multicouche. La rotation est assurée par un moteur pas-à-pas (pas de $1,8^\circ$), contrôlé par des capteurs électro-optiques.
- L'obturateur du détecteur est un demi-disque qui dégage totalement le faisceau EUV par une rotation rapide de 180° . Ce mécanisme est également piloté par un moteur pas-à-pas (pas de 90°) et des détecteurs électro-optiques.
- Couplée à la structure du mécanisme précédent, la roue à filtre est un disque qui comporte 5 ouvertures carrées destinées à recevoir chacune un filtre particulier. Ce sont des filtres en aluminium pour assurer une redondance des filtres d'entrée, avec l'inconvénient de réduire la transmission globale de l'instrument. Une position sans filtre est prévue comme position nominale, ce qui doit assurer la sensibilité maximale ainsi que les durées d'exposition les plus courtes. Deux filtres aluminium comportent chacun un masque, qui obture les $2/3$ de leur surface. Ces filtres "bloquants" sont prévus pour permettre un mode de lecture rapide sans obturateur, il s'agit du transfert d'image de la partie éclairée vers la partie masquée du détecteur ("frame transfer mode"). Ceci permet de garantir une redondance en cas de défaillance de l'obturateur dans sa position ouverte. Ce type de lecture est très rapide, et doit également offrir la possibilité de réaliser des séquences d'images à champ réduit à haute cadence, mais implique l'adjonction d'un filtre aluminium supplémentaire qui augmente les temps de pose.
- Non reprise dans le schéma des mécanismes, une vanne électrique est installée sur la structure externe. Elle est destinée au pompage de l'instrument, au travers d'une ouverture volontairement limitée afin d'éviter tout risque de dommage sur les filtres. Elle sera également utilisée comme système d'égalisation de pression, en étant activée peu après le lancement pour évacuer l'atmosphère résiduelle interne et permettre d'ouvrir la porte sans endommager les filtres.
- Le dernier mécanisme présent sur EIT est un des plus délicats à mettre au point, car il doit démontrer une fiabilité exemplaire. Il s'agit du système de porte pour lequel un système de fermeture et un système d'ouverture doivent être conçus. Le blocage de la porte est rendu nécessaire par les vibrations endurées par le satellite lors du lancement, alors que la pression dans la coiffe de la fusée est toujours supérieure aux quelques millibars internes d'EIT. Une fuite temporaire provoquée par un déplacement inopiné du couvercle hermétique peut avoir des

conséquences dramatiques pour les filtres d'aluminium qui recouvrent la totalité de la surface d'entrée. De ce fait, la porte est maintenue bloquée avec un effort suffisant pour supporter les vibrations induites par le lanceur. Le déblocage est assuré par un mécanisme qui comporte un moteur linéaire, constitué d'un cylindre rempli de paraffine qui se liquéfie après chauffage d'une résistance, et déplace un piston qui va libérer le loquet de blocage. Une fois déblocée, la porte est actionnée par un moteur pas-à-pas (pas de $1,8^\circ$) combiné à un système de démultiplication pour délivrer un couple suffisant. Ce mécanisme de porte comporte les redondances nécessaires à assurer une fiabilité maximum, un échec lors de l'ouverture conduit à une perte totale de la mission.

2.3.5.6 La structure et la configuration générale de l'instrument EIT

La structure extérieure aura logiquement une forme cylindrique, le plus grand élément interne étant le miroir primaire, de forme circulaire. De plus, l'enceinte est destinée à être maintenue sous vide, cette configuration présente une meilleure répartition des contraintes dues à la pression atmosphérique. Couramment utilisé dans les structures spatiales, l'aluminium offre un bon compromis entre masse et propriétés mécaniques. C'est l'alliage 2618-T6 qui sera sélectionné et utilisé pour l'ensemble de la structure. Des études détaillées seront menées pour optimiser le design structurel en fonction des contraintes vibratoires générées par le lancement [2.24].

Le montage de l'instrument sur le satellite est conçu de manière à éviter la transmission d'efforts hyperstatiques, pour permettre des déformations indépendantes de la plate-forme ou d'EIT en cas de variations de température par exemple. C'est pourquoi un système de 3 pieds "quasi-isostatiques" sera mis au point. La flexibilité de lames en Invar et titane sera utilisée pour limiter les efforts hyperstatiques transmis. Ces pieds relient la structure cylindrique au satellite et doivent maintenir le coalignement d'EIT avec l'axe de visée de SOHO.

La structure joue un rôle essentiel en assurant le positionnement et le maintien des différents éléments optiques et du détecteur. Les tolérances mécaniques nécessaires lors de la fabrication et du montage sont une source de désalignement. Les performances théoriques ne peuvent être obtenues qu'en conservant les distances nominales entre les éléments. Un écart par rapport à ces performances est inévitable, mais il est nécessaire de le réduire au minimum. Une erreur de front d'onde de $\lambda/15$ (pic à pic) par quadrant a été fixée comme spécification sur la contribution globale de la structure. Une analyse a été menée pour définir le tolérancement des différents paramètres de la structure tels que le support des miroirs, le positionnement du détecteur, les tolérances de montage, ... C'est la distance entre les miroirs qui est le paramètre clé : un écart sur la distance primaire-secondaire correspond à une défocalisation 10 fois plus importante. La défocalisation maximale admissible pour cette contribution est estimée à $80 \mu\text{m}$, ce qui revient à $8 \mu\text{m}$ au niveau du support des miroirs. Si une structure en aluminium maintient les deux miroirs, cet écart correspond à une variation de température de l'ordre de 1°C . Le design structurel est donc couplé au design thermique. Notons que les miroirs sont en Zérodur, ce matériau a l'avantage de présenter un coefficient d'expansion thermique exceptionnellement faible, de l'ordre de $0,05 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. Les miroirs resteront donc insensibles à des variations thermiques de quelques degrés.

Ces considérations expliquent pourquoi le design thermique de l'instrument a été étudié pour assurer une température "opérationnelle" de 20°C pour l'ensemble du tube optique et de la structure supportant la caméra. Néanmoins, il n'est pas possible d'assurer passivement une température fixe et stable tout au long de la mission, au vu des nombreux facteurs qui font évoluer l'état thermique de l'instrument. Relevons en les principaux :

- les variations saisonnières de la distance SOHO-soleil en cours d'orbite vont produire des modifications de l'irradiance totale en L_1 , qui va varier de 1353 à 1447 W/m^2 ;

Chapitre 2

- le vieillissement des propriétés thermo-optiques des surfaces exposées aux rayonnements solaires va provoquer une augmentation de l'absorptivité solaire ;
- les composants électroniques à bord d'EIT (électronique de proximité de la caméra) qui, en vieillissant, vont dissiper plus d'énergie ;
- les variations de l'environnement d'EIT sur SOHO (température de la plate-forme, des instruments environnants, ...) ;
- les variations de la température de la plate-forme (comprise entre +10°C et +30°C).

Globalement, l'évolution du comportement thermique de l'instrument à bord de SOHO va tendre vers un réchauffement progressif, dont il faudra tenir compte pour dimensionner les éléments du contrôle thermique. Le maintien précis et stable de la distance entre les miroirs tout au long de la durée de la mission est donc un problème crucial. Deux méthodes sont envisageables pour le résoudre :

- Une première solution consiste à utiliser un design athermique, c'est-à-dire un concept mécanique qui maintient passivement le détecteur dans le plan focal dans toute la plage de température que rencontrera l'instrument en mode opérationnel. Cette approche est envisageable en sélectionnant des matériaux particuliers. Elle sera utilisée pour le développement du deuxième instrument EIT, destiné à une mission sur fusée sonde NASA. Cet instrument EIT-Calroc sera détaillé dans le chapitre 6.
- La deuxième solution, qui est celle adoptée ici, consiste à utiliser une structure en aluminium équipée d'un système de contrôle thermique actif. Le contrôle thermique sera effectué sur le tube optique, qui supporte les deux miroirs avec leurs interfaces de montage en Invar. La distance entre les miroirs primaire et secondaire pourra alors être ajustée en fonction des conditions rencontrées en orbite, ce qui permettra de positionner le plan focal en concordance avec le détecteur. Dans cette configuration, les distances relatives entre les optiques et le détecteur sont maintenues par des éléments structuraux en aluminium. Le système qui sera initialement aligné à une température de référence de 20°C devra être maintenu à cette température au cours des phases opérationnelles de la mission.

Ces considérations ont permis de définir le concept final de l'instrument schématisé en figure 2.14.

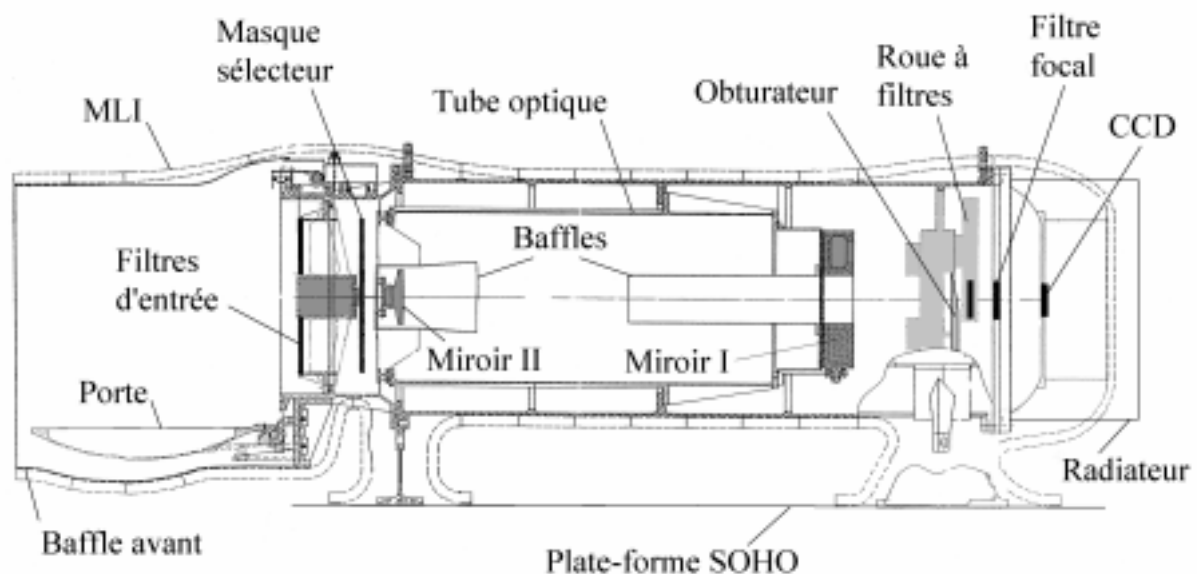


Figure 2.14: Schéma de l'instrument EIT

EIT: un télescope solaire EUV à bord de SOHO

Au niveau du design thermique, l'objectif est le maintien de l'ensemble de l'instrument à une température de 20°C. Plus particulièrement, le système de contrôle actif du tube optique discuté précédemment ne permet pas de refroidir la structure. Par conséquent, la température d'équilibre, sans contrôle actif, doit rester inférieure à 20°C, dans une plage telle qu'une puissance totale allouée de 7 W permette d'atteindre les 20°C tout au long de la vie orbitale de l'instrument. L'étude thermique consiste essentiellement à équilibrer la puissance solaire absorbée par la section frontale avec les échanges radiatifs entre les faces latérales et l'espace froid. C'est pour limiter ces derniers échanges que la structure est recouverte d'un manteau isolant multicouche (MLI). Seule une partie du baffle avant restera découverte, sa dimension sera ajustée pour obtenir une température d'équilibre adéquate en fonction des propriétés effectives du MLI mesurées lors des essais thermiques [2.25].

Ceci conclut la discussion de la conception de la structure de l'instrument.

2.3.5.7 L'électronique de commande d'EIT

La conception de l'instrument EIT a été effectuée en coordination avec l'équipe américaine en charge de l'instrument LASCO, également à bord de SOHO. Bien que ne travaillant pas dans l'EUV, LASCO comporte plusieurs détecteurs CCD similaires à celui qui sera utilisé dans EIT (mais non amincis ni éclairés par l'arrière), ainsi qu'une série de mécanismes similaires à ceux d'EIT. Afin d'optimiser les ressources disponibles sur SOHO (masse, puissance et télémétrie), il a été proposé de partager l'électronique de commande de LASCO pour piloter à la fois EIT et LASCO. Les moteurs pas-à-pas des mécanismes seront identiques dans les 2 instruments, qui comportent chacun obturateurs, roues à filtres et porte.

L'organisation des télécommandes et de la télémétrie sera commune aux deux instruments, et laissée sous la responsabilité de l'équipe américaine du NRL. Le NRL est également en charge de la livraison des moteurs pas-à-pas et de la section détecteur d'EIT. Cette architecture s'inscrit parfaitement dans la philosophie de développement d'EIT, en cherchant à minimiser les ressources nécessaires.

Néanmoins, certains inconvénients sont inhérents à ce schéma :

- la télémétrie des deux instruments sera en permanence partagée ;
- une défaillance de la boîte électronique handicaperait les deux instruments ;
- l'électronique ne permet de piloter qu'un moteur à la fois parmi tous ceux présents sur LASCO et EIT ;
- le passage sur les lignes redondantes doit se faire de commun accord sur les deux instruments ;
- certains tests préparatoires au sol impliquent la présence simultanée des deux instruments et des deux équipes qui en ont la charge.

2.3.6 Les étapes principales du développement de l'instrument

Après accord de l'ESA et des autorités financières, le développement de l'instrument commence réellement en 1989. C'est la phase B. Les industriels entament les études de faisabilité, tandis que les instituts préparent les spécifications détaillées des différents éléments, les plans de réception des pièces, d'intégration, de tests.

Chapitre 2

Une description détaillée du plan de développement est disponible dans la référence [2.26], nous en résumons ici les étapes principales. Une philosophie "proto-flight" a été suivie : le premier modèle fonctionnel est le modèle de vol, dont la structure mécanique a été préalablement qualifiée en vibrations sur un modèle de structure.

Fin 1991, la phase C/D est entamée. Les plans de fabrication des premières pièces sont achevés, et un premier prototype structurel ("structural model", SM) est assemblé fin 93. Le SM n'est qu'une représentation mécanique du modèle de vol, dont les éléments internes (miroirs et mécanismes) sont remplacés par des masses équivalentes. Il permettra de vérifier les interfaces des différents composants mis au point par les instituts belges, français et américains. Ensuite, son comportement dynamique est vérifié et qualifié au moyen d'un premier test de vibrations à des niveaux de qualification, qui met en évidence ses premiers modes propres ainsi que la bonne tenue des miroirs métalliques montés sur le tube optique du SM. Le modèle dynamique mathématique est mis à jour. Ce prototype structurel est alors livré à l'ESA, qui le monte sur un modèle structurel du satellite. De nouveaux tests de vibrations vont affiner les niveaux réellement transmis à EIT, ce qui va en pratique relaxer les spécifications mécaniques des miroirs, qui ont posé des problèmes lors de leurs tests préliminaires. Une discussion plus approfondie est présentée en référence [2.27].

Les premières pièces de vol sont ensuite réalisées sur base du design mécanique préalablement qualifié. Les sous-systèmes sont vérifiés, testés en vibration et étalonnés séparément. Les éléments assemblés en premier lieu sont le tube optique et les miroirs. C'est au Centre Spatial de Liège que l'alignement des miroirs est effectué et soigneusement contrôlé dans le visible. Le télescope est alors assemblé avec la caméra de vol. L'instrument est placé en face du rayonnement synchrotron dans les installations de l'IAS, et les premières mesures de calibration globale sont effectuées dans l'EUV. Ce test permet de corréler les mesures réalisées sur les composants optiques séparés (miroirs, filtres aluminium, caméra). L'instrument nécessite une calibration correcte afin de permettre la conversion du signal mesuré par chaque pixel en un signal solaire. La sensibilité globale est également intéressante pour définir les temps d'exposition des observations solaires. Ces mesures sont discutées en détail dans la référence [2.23], nous en reprendrons les résultats dans les études du chapitre 4. Notons que le synchrotron constitue une source de rayonnement à distance finie, et que son utilisation pour vérifier la qualité image nécessite un déplacement du plan focal pour compenser la divergence du faisceau.

De retour à CSL, EIT est alors vibré à des niveaux d'acceptance pour ensuite subir une qualification thermique. Elle s'effectuera en deux étapes :

- lors d'un premier test de vide thermique sans manteau super-isolant, l'instrument est soumis à un cyclage thermique, avec vérifications fonctionnelles ;
- un second test, dénommé "balance thermique", reproduit approximativement l'environnement de vol.

Le premier test permet de vérifier la bonne tenue des éléments et leur bonne mise en route dans les conditions thermiques extrêmes, tandis que le second doit fournir un diagnostic sur les prédictions de températures en vol issues du modèle thermique, et mettre à jour certains paramètres clés du modèle thermique théorique, qui sont mal connus en théorie (efficacité du MLI, conductances de contact, ...). Une discussion sur ce sujet est présentée en référence [2.25].

Un dernier test de vérification optique sera réalisé à CSL, à partir d'un collimateur EUV, dans les canaux 17,1 et 30,4 nm.

L'instrument est alors livré à l'ESA. Le schéma de développement du modèle de vol est résumé en figure 2.15.

EIT: un télescope solaire EUV à bord de SOHO

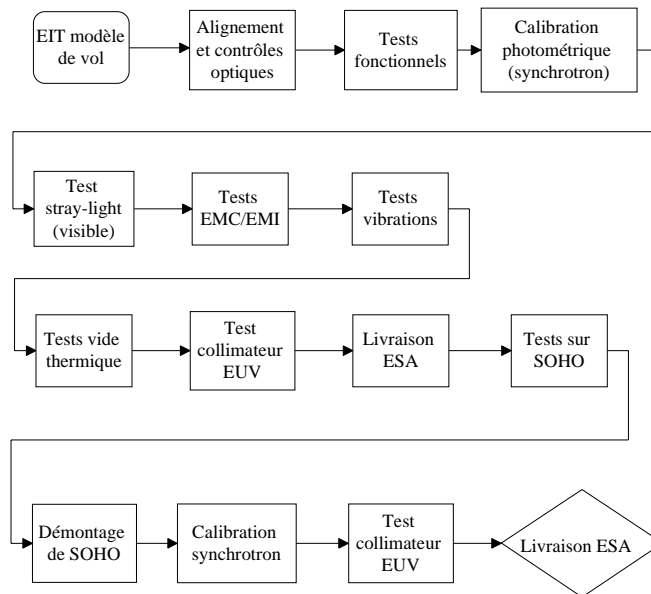


Figure 2.15: Développement du modèle de vol d'EIT

Au niveau satellite, une série d'essais fonctionnels sont mis en route, afin d'assurer la bonne marche de l'ensemble. Ensuite, un test de balance thermique est entrepris face au simulateur solaire SIMLES d'INTESPACE. Ce test est la première occasion pour EIT d'être placé dans un environnement incluant le rayonnement solaire. Il se révèle très instructif pour EIT, et de nombreuses mises à jour sont nécessaires dans le modèle thermique pour prendre en compte l'effet très complexe du rayonnement solaire dans la configuration finale de SOHO. Des modifications du revêtement thermique de la porte et du bafflage avant s'avèrent nécessaires pour assurer une température opérationnelle des optiques de 20°C tout au long des 6 années de mission avec la puissance de 7 W allouée par SOHO. Une discussion des simulations, des mesures et des corrélations effectuées est présentée dans les références [2.26] et [2.25].

La caméra d'EIT sera alors échangée par son modèle de rechange qui présente de meilleures performances, mais cette opération invalide les mesures EUV de l'instrument complet. Un dernier test d'acceptance en vibrations est suivi par une dernière série d'essais fonctionnels. Il faut noter que depuis que l'instrument de vol est livré à l'ESA, EIT est maintenu sous vide interne permanent. Un vide inférieur à 10 mbars est requis pour assurer l'intégrité des filtres aluminium. L'instrument est donc régulièrement pompé par une équipe de CSL, pour compenser les fuites inhérentes aux nombreux joints d'étanchéité et le dégazage interne des surfaces.

La campagne de lancement débute en août 95 au Kennedy Space Centre (KSC, FL-USA). Les modifications finales des instruments sont réalisées sur place ainsi que les dernières vérifications avant le lancement. Cette campagne se termine avec succès par le tir de la fusée Atlas IIAS, et sa charge utile le satellite SOHO, le 2 décembre 95.

2.4 Références

- [2.1] R. Kippenhahn, "Discovering the Secrets of the Sun", Ed J. Wiley & Son, 1994.
- [2.2] J-C. Pecker, "Le Soleil est-il une Etoile", 1992.
- [2.3] P. Léna, "Astrophysique: Méthodes physiques de l'observation", InterEditions/CNRS Editions, 1996.
- [2.4] R. Tousey , "The extreme ultraviolet spectrum of the Sun", Space Sci. Rev. **2**, 3-69, 1963.
- [2.5] M. Rycroft, "The Cambridge Encyclopedia of Space", Cambridge University Press, 1990.
- [2.6] V. Domingo, B. Fleck, A.I. Poland, "The SOHO Mission", Solar Physics **162**: 1-37, 1995.
- [2.7] EIT Experiment Interface Document Part B - Document ESA PLP/475/EID B, iss. 3, 1995.
- [2.8] JP. Delaboudinière, G. Artzner, J. Brunaud, A. Gabriel, J.F. Hochedez, F. Millier, X.Y. Song, B. Au, K. Dere, R. Howard, R. Kreplin, D. Michels, J. Moses, J.M. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, R. Catura, J. Lemen, L. Shing, R. Stern, J. Gurman, W. Neupert, A. Maucherat, F. Clette, P. Cugnon, E. Van Dessel, "EIT: Extreme-UV imaging telescope for the SOHO mission", Solar Physics **162**: 291-312, 1995.
- [2.9] S. Tsuneta, L. Acton, M. Bruner, J. Lemen, W. Brown, R. Carvalho, R. Catura, S. Freeland, B. Jurcevich, M. Morrison, Y. Ogawara, T. Hirayama, J. Owens, "The soft X-ray telescope for the Solar-A mission", Solar Physics, **136**: 37-67, 1991.
- [2.10] E. Spiller, "Soft X-Ray Optics", SPIE Optical Engineering Press, 1994.
- [2.11] E. D. Palik, "Handbook of Optical Constants of Solids", Academic Press, INC., 1985.
- [2.12] B. Henke, E. Gullikson, J. Davis, "Atomic Data and Nuclear Data Tables", Vol **54**, N° 2, 1993; accessibles à http://cindy.lbl.gov/optical_constants/.
- [2.13] M. Bottema, R. Woodruff, "Third order aberrations in Cassegrain-type telescopes and coma correction in servo-stabilized images", Appl Opt, **10**, 300-303, 1971.
- [2.14] J.P. Delaboudinière, A. Gabriel, G. Artzner, F. Millier, D. Michels, K. Dere, R. Howard, R. Kreplin, R. Catura, R. Stern, J. Lemen, W. Neupert, J. Gurman, P. Cugnon, A. Koeckelenbergh, E. Van Dessel, C. Jamar, A. Maucherat, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, "The Extreme Ultraviolet Imaging Telescope on board SOHO", SPIE **1160**, 518-524, 1989.

- [2.15] J.P. Chauvineau, J.Y. Clotaire, G. Colas, O. Lam, J.C. Manneville, J.P. Marioge, M. Mullet, A. Raynal, G. Tissot, L. Valiergue, J.P. Delaboudinière, "Description and performance of mirrors and multilayers for the Extreme ultra-violet Imaging Telescope (EIT) of the SOHO mission", SPIE **1546**, 576-586, 1991.
- [2.16] J.T. Bosiers, N.S. Saks, D.J. Michels, D. McCarthy, M.C. Peckerar, "Deep-Depletion CCD's with Improved UV Sensitivity", IEDM 85, IEEE, **16.6**, 448-451, 1985.
- [2.17] J. Janesick, T. Elliott, S. Collins, M. Blouke, J. Freeman, "Scientific charge-coupled devices", Opt Eng, **26** N° 8, 692-714, 1987.
- [2.18] J. Janesick, T. Elliott, T. Daud, J. McCarthy, M. Blouke, "Backside charging of the CCD", SPIE **570**, 46-79, 1985.
- [2.19] M. Peckerar, J. Bosiers, D. McCarthy, N. Saks, D. Michels, "Modeling UV response of rear-surface sensitized charge-coupled devices", Appl. Phys. Lett. **50** (18), 1275-1277, 1987.
- [2.20] J. Janesick, T. Elliott, G. Frascchetti, S. Collins, M. Blouke, B. Corrie, "Charge-coupled device pinning technologies", SPIE **1071**, 153-169, 1989.
- [2.21] D. Moses, R. Howard, D. Wang, R. Catura, J. Lemen, L. Shing, R. Stern, J.F. Hochedez, J.P. Delaboudinière, "Performance of back-illuminated Tektronix CCDs in the extreme ultraviolet", SPIE **2006**, 252-257, 1993.
- [2.22] J.M. Defise, X Song, J.P. Delaboudinière, G. Artzner, C. Carabetian, J.F. Hochedez, J. Brunaud, J. Moses, R. Catura, F. Clette, A. Maucherat, "Calibration of the EIT instrument for the SOHO mission", SPIE **2517**, 29-39, 1995.
- [2.23] X. Song, "Caractérisation et étalonnage radiométrique du télescope solaire "EIT" à l'aide du rayonnement synchrotron", Thèse, Université de Paris Sud, 1995.
- [2.24] SBI, EIT Phase B2, Final Report, "Mechanical design of the telescope", Doc. TN/SBI/EITB2/890003, iss.2, 1990.
- [2.25] J.M. Defise, P. Rochus, "Lessons learned from the thermal design of an instrument (EIT, the Extreme-UV Imaging telescope) on board SOHO", J. Aerospace , Sec. 1 Vol. **106**, 1079-1094, 1997.
- [2.26] J.M. Defise, P. Rochus, "Design and qualification of the Extreme-EUV Imaging Telescope", IAF-95-U.4.08, 1995.
- [2.27] J.M. Defise, "Dynamique d'une expérience spatiale: analyses et vérification", 3ème Congrès National Belge de Mécanique Théorique et Appliquée, p 253-256, Ed. M. Hogge, E. Dick, 1994.

Chapitre 2

3 CHOIX D'UNE METHODOLOGIE

3.1 La réponse instrumentale

3.1.1 Introduction

Des domaines très divers seront abordés pour évaluer les impacts des différents paramètres qui peuvent affecter le signal d'EIT retransmis par la sonde SOHO. Afin de clarifier l'approche envisagée, nous établissons ci-après la méthodologie qui sera suivie pour caractériser la réponse instrumentale. Ceci va nous permettre d'établir la relation instrumentale où apparaîtront les fonctions propres aux différents sous-systèmes, que nous déterminerons dans la suite du travail.

3.1.2 La radiance spectrale incidente

Le but scientifique de l'instrument EIT est l'observation des émissions EUV de la couronne solaire à partir du signal retransmis par SOHO. L'instrument, positionné en L_1 , va fournir la réponse d'un détecteur qui possède une capacité d'imagerie, avec 1024×1024 informations distinctes, correspondant chacune à un élément d'image de champ dw exprimé en angle solide. Cette réponse est le résultat de la propagation des photons dans l'instrument, de leur détection et de leur conversion en un signal digital.

L'étude de la réponse instrumentale vise à établir la relation entre l'information générée par l'instrument et la distribution de rayonnement électromagnétique à l'entrée de l'instrument, au point de Lagrange L_1 .

Une surface élémentaire placée en L_1 intercepte une puissance électromagnétique variable selon chaque direction angulaire $(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y)$ d'observation. Nous caractériserons cette distribution angulaire de puissance par la *radiance spectrale* [3.1] $L_I(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, I, t)$ exprimée en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$. Cette grandeur physique élémentaire peut être utilisée pour caractériser le rayonnement en un point de l'espace, au niveau d'une source ou au niveau d'un détecteur. Les astrophysiciens utilisent le terme d'*intensité spécifique monochromatique* ou encore *luminance monochromatique* [3.2]. La radiance spectrale peut également être exprimée en nombre de photons L_{pI} [3.1] par seconde, par unité de surface, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde, selon l'expression (3.1), où la radiance spectrale L_I est divisée par l'énergie des photons à la longueur d'onde I ,

$$L_{pI}(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, I, t) = \frac{L_I(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, I, t)}{\frac{h c}{I}} \quad [\text{photons s}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}] \quad (3.1)$$

avec c la vitesse de la lumière et h la constante de Planck ($6,626 \cdot 10^{-34}$ J s).

Dans ce travail, nous ne chercherons pas à caractériser les sources qui illuminent l'instrument, mais bien le rayonnement dans 4 longueurs d'onde particulières de l'EUV qui atteint le point d'observation, matérialisé par la surface d'entrée du télescope. Le but idéal est d'identifier la distribution de radiance spectrale incidente $L_I(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, I, t)$ en L_1 à partir du signal instrumental. Il

est clair que cette distribution est limitée au domaine d'observation, à savoir un champ de 45 x 45 arcmin et est intégrée dans 4 bandes spectrales étroites.

Une hypothèse sur la source de rayonnement sera néanmoins nécessaire pour entreprendre cette étude : nous supposons que les sources observées sont suffisamment éloignées pour considérer que le rayonnement présent en L_1 est constitué d'ondes électromagnétiques planes. En conséquence directe de cette hypothèse, la distribution de radiance incidente L_1 sera considérée identique en tout point de la surface d'entrée A_e du télescope.

3.1.3 La relation instrumentale

La propagation de la radiance spectrale incidente $L_1(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, \mathbf{I}, t)$ dans un instrument imageur produit une conversion de la radiance en un signal mesuré par le détecteur. Cette transformation résulte d'une succession de processus de transmission, de réflexion, d'absorption qui aboutissent à la conversion en photo-électrons pour finalement générer un signal de détection.

Le détecteur est constitué d'une mosaïque de 1024 x 1024 pixels qui ont chacun leur champ de vue individuel, soit une fraction du champ complet. L'ensemble couvre un domaine angulaire carré de 45 x 45 arcmin. Soit $S(i, j, \tilde{t}, t, P, Q)$ le signal produit par un pixel d'EIT et retransmis au sol par SOHO, exprimé en [DN] (DN est l'acronyme de "digit number", également dénommé ADU pour "analog digital unit"), avec (i, j) les coordonnées du pixel, \tilde{t} le temps au début de la prise d'image, t la durée d'exposition, P le type de filtre de la roue et Q le quadrant sélectionné. Nous supposons le signal S comme le signal brut duquel est déduit le seuil électronique.

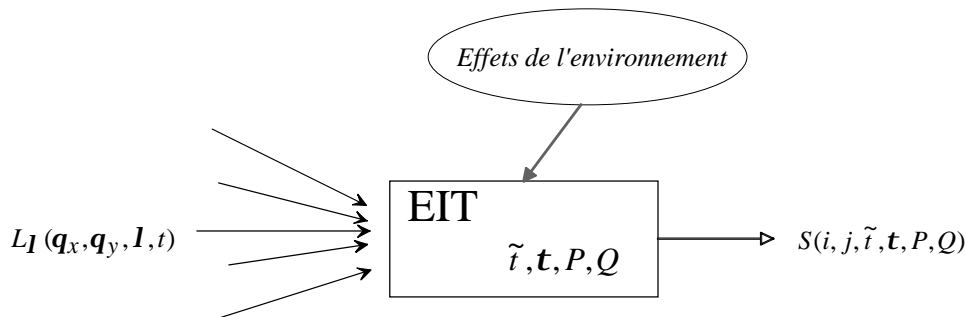


Figure 3.1: Conversion de la radiance spectrale en un signal instrumental

Comme schématisé en figure 3.1, le signal S est le résultat de la mesure de la radiance L_1 . Il est affecté par les conditions de prise de vue ou paramètres instrumentaux décrits en table (3.1), mais peut être aussi perturbé par des effets environnementaux tels que l'état thermique de l'instrument.

Choix d'une méthodologie

Table (3.1): Paramètres et variables instrumentales

<i>Paramètres instrumentaux</i>	<i>Variables instrumentales</i>	<i>Valeurs</i>
Pixel	i, j	1,2, ... , 1024
Quadrant	Q	17,1 nm ; 19,5 nm; 28,4 nm; 30,4 nm
Filtre de la roue	P	1,2,3,4,5
Temps d'exposition	t	durée d'exposition, s

Le signal S généré par un instrument d'observation tel qu'EIT répond toujours à une relation du type (3.2), qui relie le signal de sortie à une fonction de la radiance à l'entrée de l'instrument. Il s'agit de l'équation de calibration [3.3]. La fonction \mathbb{R} est appelée fonction de réponse, elle caractérise l'instrument dans les conditions de mesure.

$$S(i, j, \tilde{t}, t, P, Q) = \mathbb{R} \left(L_I(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, \mathbf{l}, t) \right) \quad (3.2)$$

Cette relation est essentielle pour établir les paramètres d'étalonnage de l'instrument. Elle est utilisée lors des calibrations en laboratoire pour lesquelles la radiance spectrale L_I au niveau de l'entrée de l'instrument est préalablement étalonnée et bien caractérisée.

Dans le cadre de ce travail, notre but est d'identifier la fonction inverse de \mathbb{R} , afin de caractériser la radiance L_I à partir du signal S . Dans la pratique, un tel cas idéal est rarement rencontré, en raison de l'absence de relation biunivoque entre les deux quantités L_I et S permettant de définir une fonction \mathbb{R}^{-1} .

Le signal de sortie de l'instrument est généré à partir d'une énergie absorbée par le détecteur. Cette énergie est le résultat d'une intégration de la radiance pendant une durée, dans un angle de vue et des fenêtres spectrales propres à l'instrument et aux conditions de prise de vue. Par conséquent, nous ne pourrions obtenir qu'une relation entre la réponse S et l'énergie collectée par l'instrument au niveau du détecteur.

A partir des spécificités de base de l'instrument telles que décrites dans le chapitre 2, nous pouvons dès à présent identifier plus précisément la structure de la relation qui s'applique à notre instrument pour déterminer la radiance spectrale incidente :

- au niveau temporel, le signal est intégré durant la période d'exposition définie par la durée d'ouverture de l'obturateur ;
- au niveau angulaire, l'énergie captée par le pixel (i, j) est intégrée sur son champ de vue individuel ;
- au niveau spectral, le rayonnement incident est filtré par les multicouches des miroirs, un jeu de filtres aluminium et la détection finale filtre et intègre spectralement le rayonnement qui atteint le détecteur.

L'énergie collectée et détectée par l'instrument lors de chaque prise d'image sera le résultat d'une intégration de la radiance spectrale effectuée par l'instrument. Ceci signifie qu'il ne fournit pas d'information permettant de caractériser la radiance en termes d'ondes monochromatiques, instantanées et unidirectionnelles, mais qu'il évalue l'énergie collectée dans des fenêtres temporelles, spectrales et spatiales.

Chapitre 3

Nous pouvons écrire pour l'instrument EIT la relation entre l'énergie collectée par le pixel (i,j) et le signal mesuré au moyen de l'expression (3.3). Nous définissons cette équation comme la **relation instrumentale**. Le produit $d\mathbf{q}_x d\mathbf{q}_y$ représente un angle solide infinitésimal, A_e l'aire de la section collectrice du système optique, et les différentes fonctions R définissent les propriétés d'intégration de l'instrument. Notons qu'en raison des petits angles en jeu (< 32 arcmin), nous avons négligé le facteur $\cos(\sqrt{\mathbf{q}_x^2 + \mathbf{q}_y^2})$ qui devrait être repris dans l'intégrale.

$$\int_0^\infty \int_{\tilde{t}}^{\tilde{t}+t} \int_{-P/2}^{P/2} \int_{-P/2}^{P/2} R_I(Q, I) \cdot R_q(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, i, j, Q) \cdot L_I(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, I, t) \cdot A_e dI dt d\mathbf{q}_x d\mathbf{q}_y = M(S(i, j, \tilde{t}, \mathbf{t}, P, Q)) \quad (3.3)$$

Le membre de gauche de cette relation (3.3) représente l'énergie détectée, qui produit la mesure instrumentale S . Il est défini à partir des **fonctions de bande passante** R_k [3.3]. Elles sont aussi appelées **réponses instrumentales** et l'intégrale est alors référencée comme la convolution de la radiance spectrale par les différentes réponses instrumentales [3.4].

- R_q est la fonction de champ de vue effectif du pixel considéré, qui est définie par les optiques, le positionnement et la configuration géométrique du pixel.
- R_I est la fonction de bande passante spectrale, elle combine l'ensemble des éléments spectraux présents dans l'instrument : les filtres, les revêtements multicouches et le rendement du détecteur. Nous supposons les différents filtres homogènes dans le champ du pixel.
- Nous n'avons pas repris de fonction de bande passante temporelle à ce niveau, il paraît raisonnable de la supposer constante dans les domaines d'intégration du pixel considéré.

Dans le membre de droite, la **fonction de calibration** M caractérise avant tout l'étalonnage du signal mesuré en fonction de l'énergie collectée par le détecteur. Elle est définie au moyen de la fonction de conversion signal-énergie mesurée par le détecteur (M_{CCD1}). Nous lui incluons également des composantes des fonctions de bande passante qui peuvent être supposées constantes sur les domaines d'intégration de chaque pixel, ce qui en pratique simplifiera l'établissement et l'utilisation de la relation instrumentale :

- la fonction de correction de vignettage qui tient compte de la perte d'une fraction du faisceau utile intercepté par le bafflage optique ($M_{vignettage}$);
- la fonction de correction des non-uniformités de réponse des différents pixels (M_{CCD2});
- les non uniformités des filtres proches du détecteur qui se marquent au niveau du détecteur (M_{FA2} et M_{FA3}).

Dans le cadre de ce travail, nous considérerons une fonction M de la forme suivante :

$$M(S(i, j, \tilde{t}, \mathbf{t}, P, Q)) = M_{CCD1} \cdot M_{CCD2}(i, j, Q) \cdot M_{vignettage}(i, j, Q) \cdot M_t(\mathbf{t}) \cdot M_{FA2}(Q) \cdot M_{FA3}(P, Q) \cdot S(i, j, \tilde{t}, \mathbf{t}, P, Q) \quad (3.4)$$

Cette hypothèse découle directement de la linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie qu'il collecte. Nous avons également supposé l'indépendance des différentes fonctions M , ce qui sera vérifié lors des études de caractérisation. Ces hypothèses importantes seront utilisées

Choix d'une méthodologie

tout au long de ce travail, car elles nous permettront d'étudier séparément les effets instrumentaux des différents sous-systèmes à la fois théoriquement et expérimentalement [3.3].

Certains auteurs [3.5] introduisent le concept de flux effectif, qui avec l'intégration temporelle de l'instrument devient dans notre cas une énergie effective. La notion d'aire effective A_{eff} (en m²) est également utilisée, elle est définie par le produit de la fonction de bande passante spectrale du système R_I avec l'aire A_e .

Le travail d'évaluation des performances instrumentales qui est le but de cette thèse consistera à identifier et évaluer les fonctions de calibration radiométriques et de bande passante. Les différents paramètres qui apparaissent dans l'expression (3.4) ne forment pas une liste exhaustive, ils pourront être complétés par d'autres paramètres pour tenir compte du vieillissement et des variations de l'environnement éventuelles.

Si l'on suppose en outre que la radiance spectrale solaire est constante dans les intervalles d'intégration, alors la radiance spectrale incidente moyenne peut être évaluée au moyen de l'expression (3.5).

$$\bar{L}_I(\bar{\mathbf{q}}_x(i, j), \bar{\mathbf{q}}_y(i, j), \bar{I}(Q), \bar{t}(\tilde{t}, \mathbf{t})) = \frac{M_{CCD1} \cdot M_{CCD2}(i, j) \cdot M_{vignettage}(i, j) \cdot M_{\mathbf{t}}(\mathbf{t}) \cdot M_{FA2}(P) \cdot M_{FA3}(P, Q)}{\int_0^{\infty} \mathbf{t} \cdot A_{eff}(I, Q) dI \int_{-P/2}^{P/2} \int_{-P/2}^{P/2} R_{\mathbf{q}}(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, i, j, Q) d\mathbf{q}_x d\mathbf{q}_y} \cdot S(i, j, \tilde{t}, \mathbf{t}, P, Q) \quad (3.5)$$

Cette hypothèse assez réductrice restera dans notre cas la seule approche permettant une caractérisation directe de la radiance spectrale.

3.2 Organisation du travail de caractérisation de l'instrument EIT

La suite de ce travail sera essentiellement divisé en deux parties. La première est consacrée à l'établissement de la relation instrumentale à partir de la connaissance théorique et expérimentale des éléments de l'instrument EIT avant sa mise en orbite. Nous y détaillerons l'identification et la caractérisation des différents éléments à prendre en compte pour définir la relation instrumentale.

Nous limitons notre étude aux effets instrumentaux, nous n'aborderons donc pas la propagation du rayonnement de la source au point L_1 . Cette approche ne constitue qu'un maillon de la chaîne de transfert qui permettra aux astrophysiciens d'évaluer les différentes émissions solaires à partir de la connaissance de l'énergie captée ou de la radiance moyenne \bar{L}_1 .

La seconde partie sera consacrée à la mise à jour de la relation instrumentale sur base des mesures effectuées par l'instrument en orbite. L'ajustement pourra consister à corriger certaines fonctions de calibration ou de bande passante (par exemple une modification du champ de vue suite à une défocalisation thermique). Il pourra également inclure l'ajout de fonctions correctrices pour prendre en compte des effets non prévus lors de l'analyse au sol, qui provoqueraient des modifications des fonctions de réponse.

La mission EIT-Calroc en fusée sonde sera exploitée pour établir un bilan sur notre connaissance de la fonction de réponse, en permettant une comparaison directe d'images simultanées de la couronne solaire à partir de deux instruments EIT similaires.

3.3 Références

- [3.1] F. Grum, R.J. Becherer, "Optical Radiation Measurements", Vol 1 Radiometry, Academic Press, 1979.
- [3.2] P. Léna, "Astrophysique: Méthodes Physiques de l'Observation", Deuxième édition, Savoirs Actuels, InterEditions/CNRS Editions, 1996.
- [3.3] C.L. Wyatt, "Radiometric Calibration: Theory and Methods", Academic press, Inc. 1978.
- [3.4] R.M. Wagner, "Point Source Spectroscopy, Astronomical CCD Observing and Reduction Techniques", ASP Conference Series, Vol. 32, 1992.
- [3.5] C.L. Wyatt, "Radiometric System design", Macmillan Publishing Company, 1987.

4 PERFORMANCES DE L'INSTRUMENT AVANT SA MISE EN ORBITE

4.1 Introduction

La détermination des performances suit l'approche présentée dans le chapitre 3. Il s'agit donc de déterminer les fonctions R_k et M_k à partir de la définition théorique, des contrôles et des mesures en laboratoire réalisés lors de l'élaboration de l'expérience. L'analyse du système complet [4.1] est schématisée en figure 4.1. Dans cette évaluation des performances, interviennent tous les éléments spectraux et imageurs présents dans l'expérience : filtres, optiques, et détecteur. L'analyse théorique sera menée suivant deux approches. Nous modéliserons d'une part la réponse spectrale des éléments filtrants qui contribuent à la fonction R_λ , et d'autre part la réponse spatiale des éléments imageurs qui définissent R_θ .

La partie spectrale est consacrée à l'étude des filtres interférentiels, des filtres aluminium et du détecteur. Chacun de ces éléments possède sa propre bande passante, que nous tenterons de définir théoriquement, en vue d'une meilleure compréhension des mesures effectuées en laboratoire.

L'autre partie concerne la qualité optique des miroirs alignés et la réponse du détecteur. La formule optique présente ses propres aberrations qui, ajoutées aux défauts de fabrication des miroirs et aux aberrations introduites par des erreurs d'alignement, vont dégrader la réponse spatiale du télescope. Partant de la mesure de la combinaison de ces aberrations, nous développerons un modèle permettant de caractériser la qualité image. Les effets de la défocalisation thermique seront également introduits dans ce modèle. L'image sera également perturbée par certains effets d'ombrage et de diffraction des grilles supportant les filtres.

Par ailleurs, certains composants vont fournir des contributions aux R_k que nous pourrions supposer constantes pour chaque pixel, elles définiront les fonctions de calibration M_k . Il s'agit du vignettage des baffles, de la sensibilité relative du détecteur et des effets d'ombrage et de diffraction produits par les grilles supports des filtres. Ces corrections feront partie des fonctions de calibration.

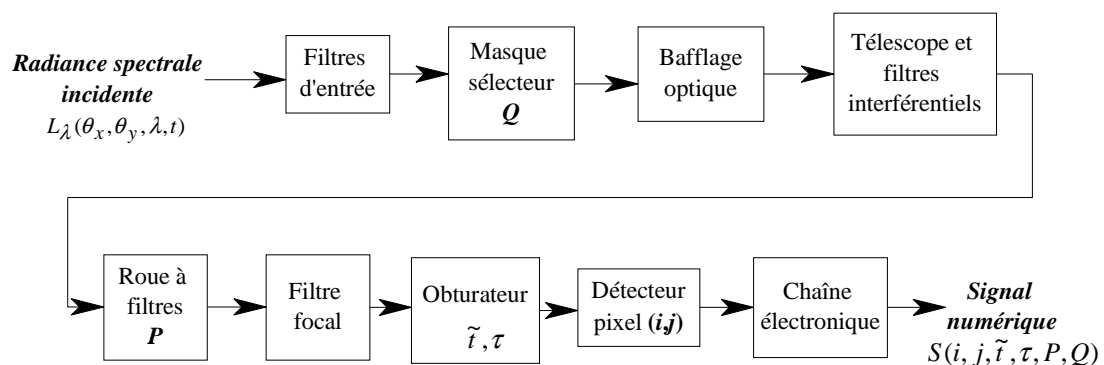


Figure 4.1: Eléments instrumentaux intervenant dans la réponse

L'analyse de ces éléments nous permettra de caractériser les effets instrumentaux qui entrent en jeu dans la relation instrumentale.

4.2 Les propriétés optiques de la matière dans l'EUV

Lorsque la longueur d'onde des photons diminue en passant du domaine visible à l'EUV, on observe une augmentation de l'absorption des matériaux, mais également des indices de réfraction se rapprochant de l'unité. Dans l'EUV et le proche X, l'indice de réfraction est complexe et s'écrit généralement sous une des formes de l'équation (4.1).

$$\tilde{n} = (1 - \delta) + i\beta = n + i\beta \quad (4.1)$$

n est l'indice réel de réfraction et β est appelé coefficient d'extinction, ou encore le coefficient d'absorption, qu'il est nécessaire de prendre en compte dans cette région du spectre électromagnétique. La partie réelle est notée indifféremment n ou $(1 - \delta)$, l'utilisation de δ étant plus pratique dans les tables car à ces longueurs d'onde, n reste fort proche de l'unité.

Une onde électromagnétique se propageant dans un milieu absorbant sur une distance z peut être décrite par la relation (4.2).

$$E(z) = E_0 e^{\frac{-2\pi\beta z}{\lambda}} e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(nz - ct)} \quad (4.2)$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

L'atténuation en intensité vaut donc

$$I(z) = I_0 e^{\frac{-4\pi\beta z}{\lambda}} = I_0 e^{-\alpha z} \quad (4.3)$$

Le coefficient α est appelé coefficient d'absorption linéaire. Cette dernière relation (4.3) met en évidence la corrélation directe entre l'existence d'une partie imaginaire de l'indice et l'absorption de la matière.

Les valeurs des indices de réfraction dans l'EUV interviennent à de multiples reprises dans la caractérisation spectrale du système EIT. Leur connaissance est un élément capital pour concevoir et optimiser les composants spectraux tels que les filtres et les multicouches. Des résultats de mesures existent dans la littérature [4.2] mais concernent soit des matériaux n'intervenant pas dans la constitution des différents constituants d'EIT, soit des plages de longueur d'onde qui s'écartent du domaine étudié avec EIT.

Dans le cadre de ce travail, nous avons envisagé une autre approche pour modéliser les indices de matériaux dans l'EUV non repris dans la littérature. Nous utiliserons les indices calculés à partir des facteurs de diffusion atomique des matériaux dans le domaine des rayons X et EUV. Le lecteur intéressé trouvera une description détaillée des fondements de cette méthode dans les références [4.3] et [4.4]. Elle est basée sur la caractérisation du nombre d'électrons libérés par l'interaction d'un photon avec le matériau considéré, car dans l'EUV les énergies des photons peuvent dépasser les niveaux d'énergie de liaison des électrons. Cette technique permet de déterminer l'indice de réfraction complexe de tout composé chimique pour toutes les longueurs d'onde s'étendant de l'EUV au proche X, moyennant la connaissance de ses différents composants et sa masse volumique.

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

Ainsi, au départ des facteurs de diffusion atomique, on peut obtenir les propriétés de l'aluminium dans le domaine EUV, que l'on retrouve dans plusieurs composants de l'instrument EIT. En figure 4.2, nous avons représenté les paramètres β et δ qui définissent l'indice de réfraction complexe de l'aluminium dans le domaine X - EUV à partir des facteurs de diffusion atomique compilés par Henke [4.3] et des données de [4.2]. On notera la quasi-disparition de la partie imaginaire β pour $\lambda > 17$ nm, longueur d'onde à partir de laquelle l'aluminium présente une fenêtre de transmission EUV.

Cette technique est un outil très puissant pour caractériser les indices des matériaux dans l'EUV.

C'est une alternative quelquefois incontournable pour obtenir certaines données expérimentalement indisponibles. Nous l'utiliserons à chaque fois que la connaissance d'un indice sera nécessaire dans ce travail. La bonne concordance des mesures avec les modèles élaborés plus loin nous a confirmé l'adéquation de cette technique d'évaluation des indices.

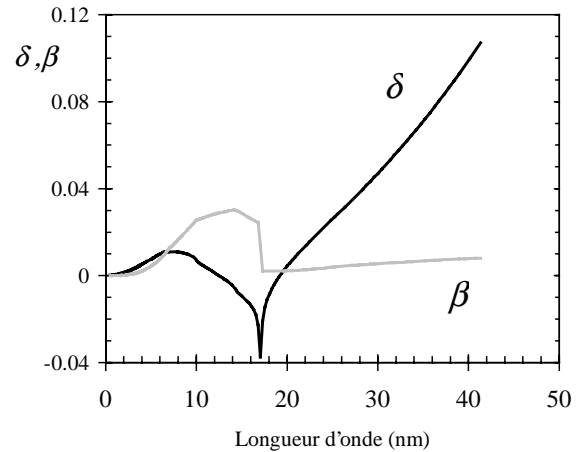


Figure 4.2: Indice de réfraction complexe de l'aluminium $\tilde{n} = (1 - \delta) + i\beta$

4.3 Les différents filtres de l'instrument

4.3.1 Les multicouches interférentielles

4.3.1.1 Modèle théorique

Pour résoudre ce double problème, obtenir des bandes passantes étroites avec des pouvoirs réfléchissants importants dans l'EUV, les deux miroirs de l'instrument sont revêtus de dépôts multicouches. Le principe est de réaliser un empilement de couches alternant un matériau de bas indice et un matériau de haut indice, et d'obtenir une réflectivité suffisante grâce à l'interférence constructive des ondes réfléchies à chaque interface.

En sélectionnant des matériaux et des épaisseurs de film adéquats, il est possible de réaliser une interférence constructive pour une longueur d'onde particulière, ce qui rend le multicouche réfléchissant en incidence normale dans des fenêtres spectrales très étroites. Appliqués sur un miroir, ce sont de véritables filtres, qui sont obtenus par empilement de couches alternées de deux matériaux particuliers selon la bande passante et l'efficacité souhaitées.

Pour les surfaces optiques du télescope, 4 types de revêtements seront développés. Les deux matériaux utilisés sont le molybdène (Mo) et le silicium (Si). Le silicium possède une très faible absorption au-delà de 12,3 nm, il est utilisé comme séparateur entre les couches plus minces de matériau absorbant, ici le molybdène. En figure 4.3 sont représentées les parties réelles et imaginaires de l'indice complexe de réfraction du Si et du Mo. On remarque l'indice imaginaire très faible du Si par rapport à celui du Mo.

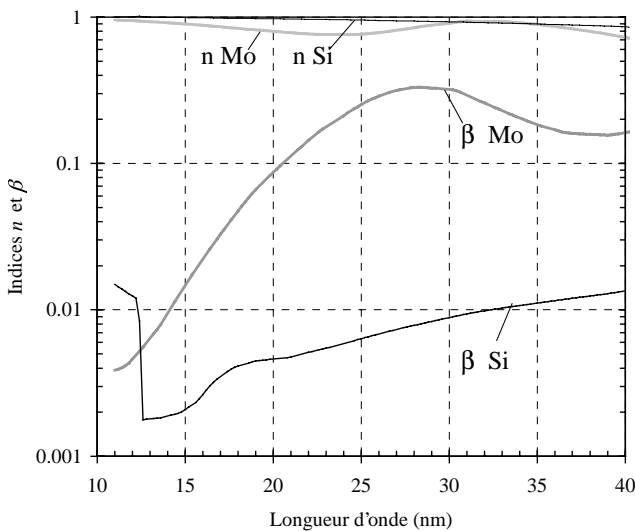


Figure 4.3: Indices complexes $n + i\beta$ du silicium et du molybdène (d'après [4.3])

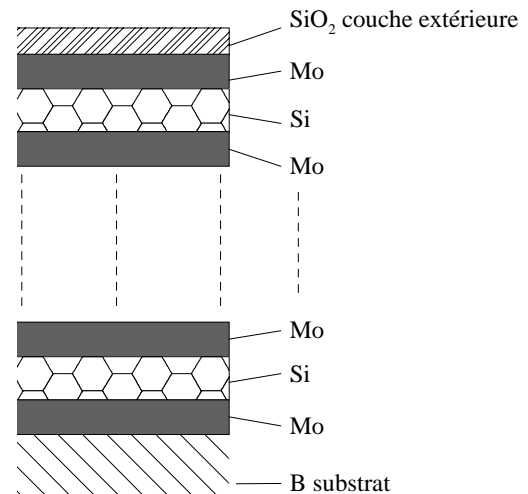


Figure 4.4: Structure des multicouches des miroirs du télescope EIT

La définition des différents multicouches d'EIT est le résultat d'une analyse à la fois théorique et expérimentale. Sans entrer dans les détails de la mise au point de ces filtres, notons que ces revêtements sont constitués d'une alternance de dépôts de 2 matériaux dont l'épaisseur optique combinée est proche de la moitié la longueur d'onde, ce qui constitue des empilements dits "demi-onde". En utilisant un premier matériau très faiblement absorbant (le silicium) et un second fort

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

absorbant (le molybdène), la lumière EUV réfléchi dans le matériau transparent ne subira pas de modification de phase, au contraire de celle qui sera réfléchi dans le matériau absorbant, qui subira un déphasage de 180°. Dans cette configuration, toutes les ondes réfléchies atteindront la surface extérieure du multicouche avec la même phase, et fourniront au système un haut pouvoir réflecteur pour une certaine plage de longueur d'onde.

D'autres considérations sont intervenues dans la recherche de la définition optimale des multicouches. Elle a été optimisée pour obtenir un pouvoir réflecteur important et des bandes passantes étroites, en particulier pour le revêtement "28,4 nm" qui nécessite une réjection importante pour $\lambda = 30,4$ nm. Ces travaux [4.5] ont été menés à l'Institut d'Optique (IOTA) à Orsay et ont abouti aux définitions de la figure 4.4 et de la table (4.1).

Comme l'indique la figure 4.4, le substrat est constitué de bore (B), qui a été utilisé pour réaliser l'asphérisation des miroirs en Zérodur. Après réalisation des miroirs sphériques, le dépôt de ce substrat leur confère la forme optique hyperbolique finale. Ensuite, des couches successives de molybdène et de silicium ont été déposées sous vide sur ce substrat, en assurant un contrôle très précis des épaisseurs de couches. Sur cet empilement, un dépôt final de silice procure une meilleure résistance aux agressions extérieures et fournit un pouvoir réflecteur dans le domaine visible qui sera utilisé pour les opérations d'alignement. La table (4.1) détaille les dépôts qui ont été finalement retenus pour les miroirs de vol de l'instrument.

Table (4.1): Epaisseurs (nm) des différents films des multicouches des miroirs EIT

<i>Couche</i>	Matériau	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm	<i>Couche</i>	Matériau	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
1	SiO ₂	1,5	1,5	1,5	1,5	17	Si	6,3	7,2	13,4	12,6
2	Mo	2,6	3,1	7,5	4,7	18	Mo	2,6	3,1	1,95	3,9
3	Si	6,3	7,2	14,15	12,5	19	Si	6,3	7,2	13,3	12,6
4	Mo	2,6	3,1	0,9	3,8	20	Mo	2,7	3,1	2,1	3,9
5	Si	6,3	7,2	14	12,6	21	Si	6,2	7,2	13,25	12,6
6	Mo	2,6	3,1	1,05	3,9	22	Mo	2,7	3,1	2,25	3,9
7	Si	6,3	7,2	13,9	12,6	23	Si	6,3	7,2	13,15	12,6
8	Mo	2,6	3,1	1,2	3,9	24	Mo	2,7	3,2	2,45	3,9
9	Si	6,3	7,2	13,8	12,6	25	Si	6,3	7,2	13,05	12,6
10	Mo	2,6	3,1	1,35	3,9	26	Mo	2,8	3,1	2,6	3,9
11	Si	6,3	7,2	13,7	12,6	27	Si	6,3	7,3	13	
12	Mo	2,6	3,1	1,5	3,9	28	Mo	3	3,2	2,75	
13	Si	6,3	7,2	13,6	12,6	29	Si	6,3	7,2	13	
14	Mo	2,6	3,1	1,65	3,9	30	Mo	4,5	3,5	2,9	
15	Si	6,3	7,2	13,5	12,6	31	Si		7,2	13,5	
16	Mo	2,6	3,1	1,8	3,9	32	Mo		5	3,05	

Chapitre 4

Sur base du formalisme matriciel décrit en annexe a1, nous avons mis au point un calcul des pouvoirs réflecteurs des 4 types de revêtements multicouches. Préalablement, nous avons évalué les indices de réfraction complexe du Mo, du Si, du SiO₂ et du B au moyen des facteurs de diffusion atomique, comme décrit en section 4.2.

A partir de ces données, nous avons calculé les matrices caractéristiques (équ. (a1.17)) des revêtements, pour une incidence nulle, pour calculer le coefficient de réflexion R (équ. (a1.9)). Les résultats des calculs sont présentés en figures 4.5 à 4.8. Chaque courbe représente la réflectivité d'un des dépôts multicouches qui recouvre un secteur de chaque miroir, avec un agrandissement du sommet de la courbe, qui correspond au pic de réflectivité du premier ordre.

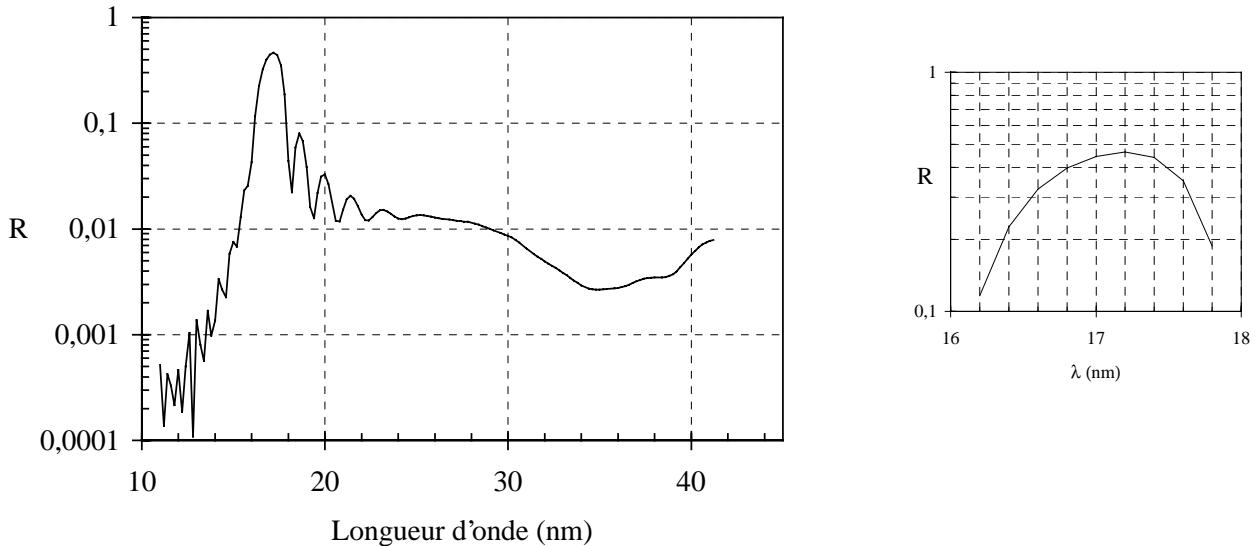


Figure 4.5: Réflectivité calculée du multicouche du canal 17,1 nm

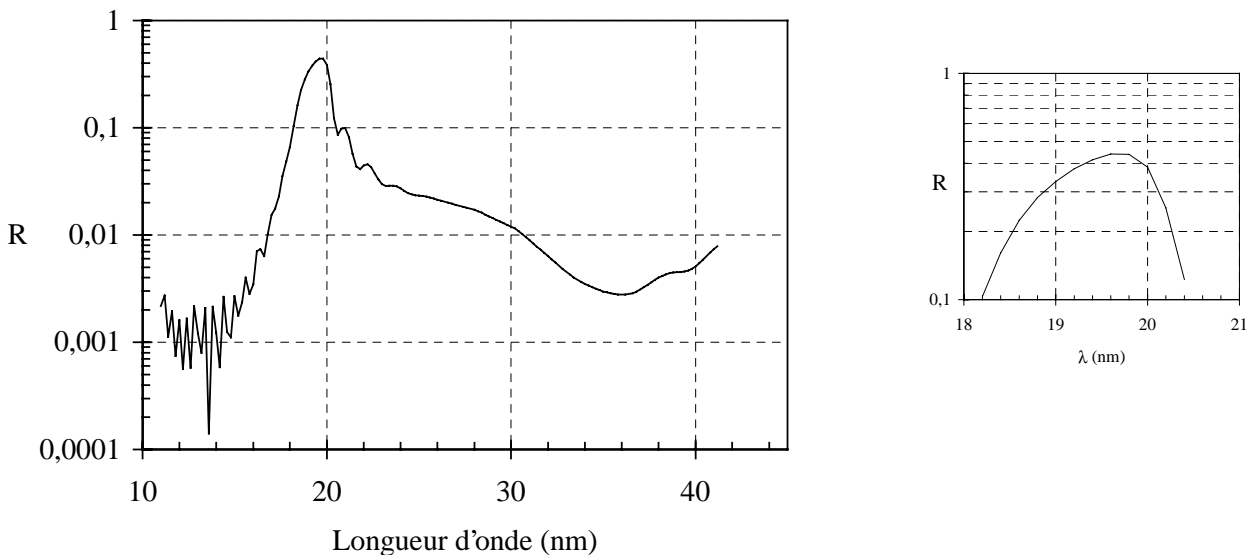


Figure 4.6: Réflectivité calculée du multicouche du canal 19,5 nm

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

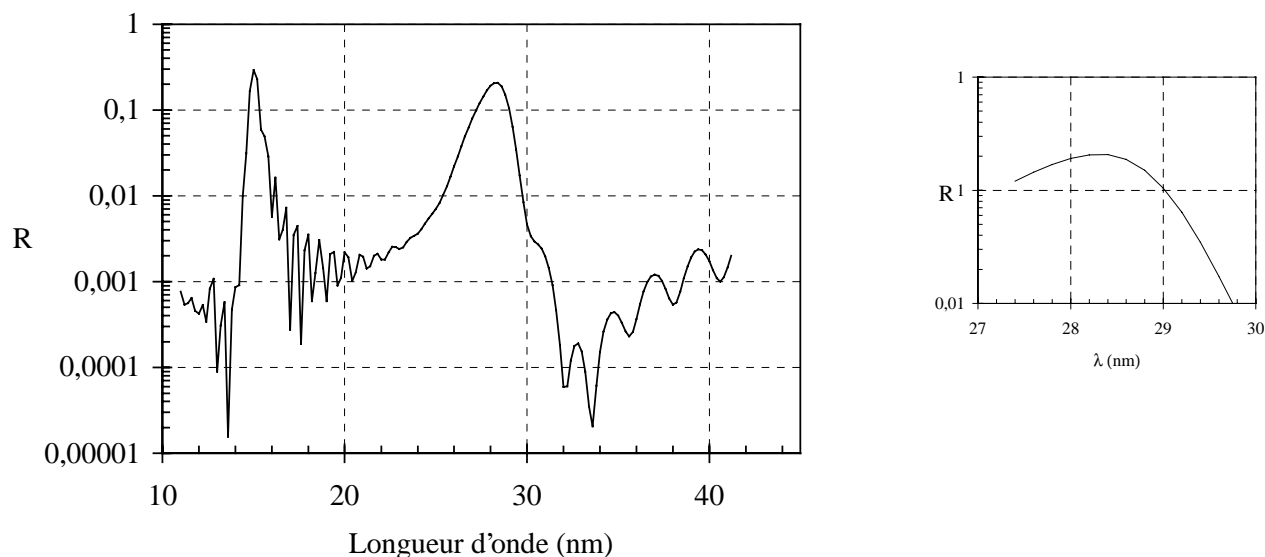


Figure 4.7: Réflectivité calculée du multicouche du canal 28,4 nm

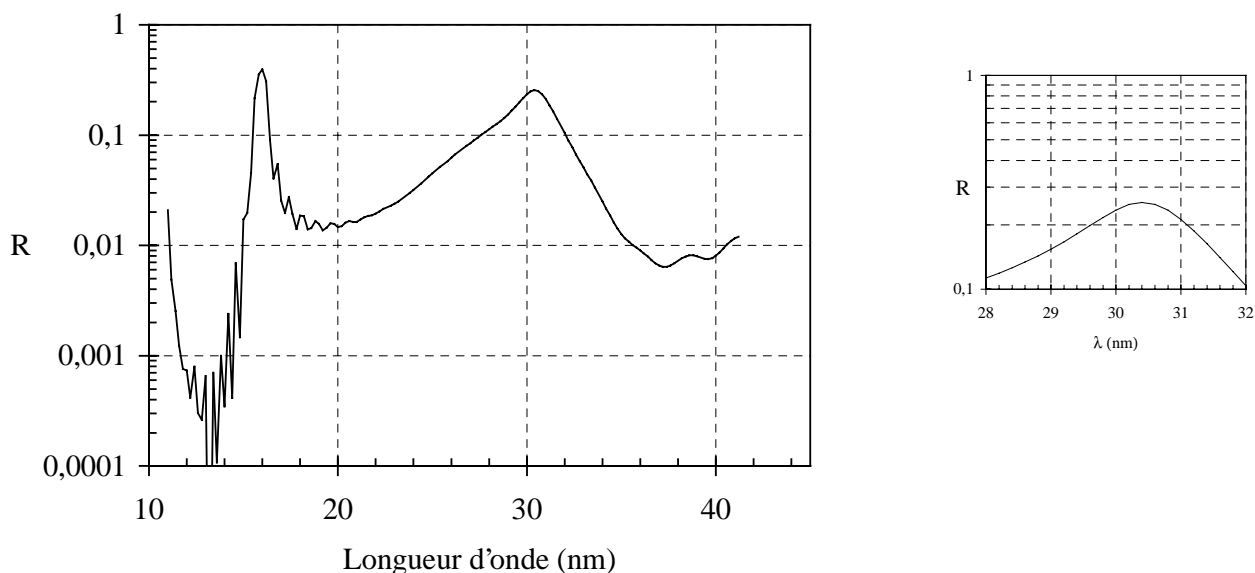


Figure 4.8: Réflectivité calculée du multicouche du canal 30,4 nm

Les résultats de notre calcul théorique sont en bon accord avec les spécifications de l'instrument, qui requièrent des bandes passantes étroites centrées sur 17,1, 19,5, 28,4 et 30,4 nm. Les maxima des courbes correspondent bien aux raies solaires spécifiées. Leurs valeurs sont résumées dans la table (4.2). Remarquons que la fenêtre spectrale du revêtement "28,4 nm" est plus étroite que celle à 30,4 nm, ce qui correspond bien aux besoins scientifiques de l'instrument.

Table (4.2): Réflectivités calculées pour les raies théoriques d'observation d'EIT

Quadrant Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
R	0,45	0,43	0,21	0,25

On remarquera clairement la présence du pic de réflectivité qui correspond à l'interférence du second ordre pour les filtres des canaux 30,4 et 28,4 nm respectivement à 15,2 et 14,2 nm. Les seconds ordres et supérieurs des autres canaux sont bien présents, mais ils sortent de la fenêtre

spectrale utilisée pour l'étude. Ils sont inévitables avec ce type de filtres interférentiels, mais seront supprimés par les filtres en aluminium qui coupent le rayonnement de longueur d'onde inférieure à 17 nm. Remarquons à nouveau l'importance que jouent les propriétés spectrales de l'aluminium qui est utilisé dans les filtres d'entrée de l'instrument. Grâce à au pouvoir de coupure de l'aluminium des longueurs d'onde sous le seuil des 17 nm, nous verrons dans la suite de l'étude que les filtres en aluminium permettront de rejeter les seconds ordres transmis par les 4 types de multicouches présents dans l'instrument.

4.3.1.2 Mesures du pouvoir réflecteur des filtres interférentiels

Les dépôts multicouches des miroirs de vol ont été mesurés dans l'EUV en utilisant le rayonnement synchrotron qui est disponible au laboratoire de l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay. Après passage dans un monochromateur, le rayonnement EUV a été utilisé pour évaluer le pouvoir réflecteur d'échantillons plans traités en parallèle avec les miroirs de vol. Le faisceau EUV ainsi obtenu possède une bande passante de l'ordre de 0,03 nm, ce qui permet d'obtenir des réflectivités avec de la lumière quasi-monochromatique. Ces mesures ont été rassemblées et discutées dans la référence [4.6]. Nous ne présentons que certains des résultats en vue d'une confrontation avec nos modèles pour établir les fonctions de bande passante.

Nous comparons notre calcul décrit précédemment (section 4.3.1.1) avec les mesures effectuées sur les échantillons des miroirs primaires et secondaires. Cette comparaison est présentée dans les graphiques de la figure 4.9, où les indications M 1, M 2 se réfèrent aux miroirs primaire et secondaire.

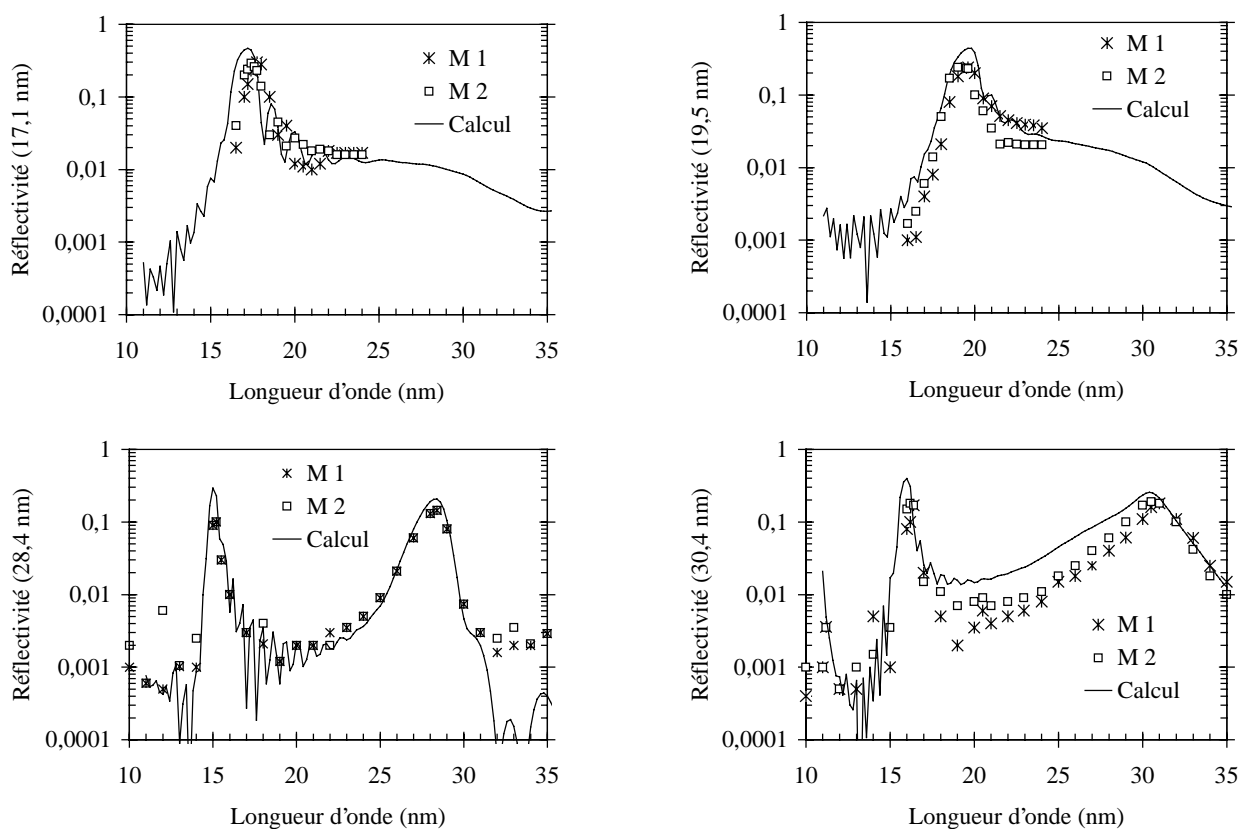


Figure 4.9: Réflectivités mesurées et calculées pour les différents dépôts multicouches

La réflectivité mesurée des multicouches est inférieure aux prédictions théoriques. Cette réduction peut s'expliquer par les imperfections des couches d'interfaces produites par la rugosité, les vibrations thermiques, l'interdiffusion des couches, les erreurs d'épaisseurs, ... Il est bien établi [4.7] [4.8] [4.9] que les revêtements multicouches dits "XUV" sont très sensibles aux imperfections des interfaces. Plusieurs méthodes permettent de prendre en compte dans une certaine mesure l'effet de ces imperfections. Par exemple, Debye et Waller ont proposé un modèle permettant la prise en compte d'une variation de la réflectivité des interfaces en fonction de leur rugosité, avec pour paramètre la période du multicouche.

La rugosité mesurée des deux miroirs avant dépôt des multicouches est estimée à 0,3 nm rms. De l'avis des spécialistes qui ont effectué les dépôts, on peut raisonnablement supposer que la rugosité des interfaces a pu se dégrader jusqu'à 0,4 nm [4.9]. En utilisant cette valeur dans le modèle de Debye Waller, nous pouvons calculer la baisse du pouvoir réflecteur au centre des bandes passantes des 4 quadrants (table (4.3)). Ceci permet d'expliquer une réduction des pics de réflectivité théoriques de quelques pourcents, mais ne fournit pas une bonne correspondance avec les mesures.

Table (4.3): Réduction du pic de réflectivité principal suivant le modèle de Debye Waller

λ (nm)	Période moyenne du multicouche (nm)	R/R ₀
17,1	8,9	0,92
19,5	10,3	0,94
28,4	15,1	0,97
30,4	16,5	0,98

La rugosité des interfaces ne permet donc pas à elle seule d'expliquer l'écart entre les prédictions et les mesures. La comparaison de la figure 4.9 met en évidence les nombreuses incertitudes qui subsistent sur les paramètres du modèle théorique. La source d'erreur principale est attribuée aux incertitudes sur la connaissance des indices de réfraction complexes des matériaux utilisés pour définir théoriquement les revêtements [4.9]. A cette erreur, il convient d'ajouter les incertitudes sur les épaisseurs effectivement déposées dans l'empilement multicouche.

4.3.1.3 Fonction de bande passante

Les fenêtres spectrales obtenues avec les multicouches sont très étroites, de l'ordre de quelques nanomètres. Ce sont les seuls éléments spectraux qui opèrent une sélection aussi étroite dans l'instrument. Les pouvoirs réflecteurs des miroirs nous permettent de définir, pour chaque quadrant Q , les fonctions de bandes passantes spectrales R_λ qui correspondent exactement au produit des coefficients de transmission des multicouches des deux miroirs. Elles sont formellement définies selon l'expression (4.4), où les fonctions $R_{miroir\ j}$ sont les réflectivités mesurées expérimentalement pour les 4 quadrants Q , complétées par le calcul théorique pour couvrir le spectre de 10 à 40 nm ($j=1$ pour le miroir primaire, $j=2$ pour le secondaire).

$$R_{MC}(\lambda, Q) = R_{miroir1}(\lambda, Q) \cdot R_{miroir2}(\lambda, Q) \quad (4.4)$$

Chapitre 4

Cette fonction est représentée en figure 4.10, pour les 4 quadrants.

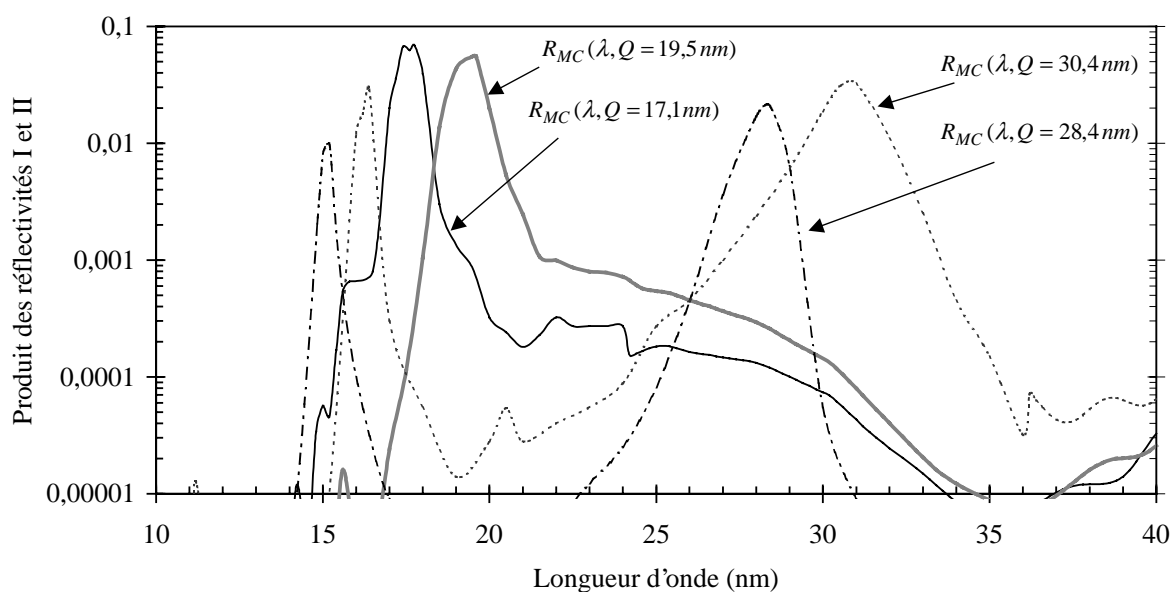


Figure 4.10: Les fonctions de bande passante des 2 miroirs combinés dans les 4 quadrants

Remarquons que la bande passante obtenue en combinant les 2 miroirs et définie par $\Delta\lambda$, la largeur de la fenêtre à mi-hauteur, varie de $0,05 \lambda$ à $0,07 \lambda$ conformément aux spécifications de base (sec. 2.3.2). Les filtres interférentiels qui ont été réalisés sur les 2 miroirs constituent une performance technologique qui est à la base de la conception de l'instrument. Nous obtenons ainsi les 4 bandes passantes définies pour atteindre les objectifs scientifiques de base.

4.3.2 Les filtres en aluminium

4.3.2.1 Définition des filtres

Des filtres en aluminium sont montés à 3 niveaux dans le chemin optique :

- les "filtres d'entrée" aux sections d'entrée de chaque sous-télescope,
- les "filtres de la roue" dans une roue à filtres à 5 positions, localisée contre l'obturateur,
- le filtre "focal" à proximité directe du plan focal.

Tous ces filtres sont constitués de films d'aluminium d'environ 150 nm d'épaisseur, déposés sur une grille-support en nickel. En fonction du type de filtre, un ou plusieurs films d'aluminium sont déposés sur cette grille. Inévitablement, une couche d'oxyde se formera à la surface du film, avec une épaisseur variable estimée entre 2 et 5 nm. Une couche de 50 nm de Celluloïd est ajoutée sur certains filtres. Ce dépôt additionnel est composé de 70 % de $C_{12}H_{18}N_{20}_{14}$ et 30 % de $C_{10}H_{10}O$. Il permet de réduire efficacement le rayonnement intense de la raie He I (58,4 nm), comme en témoigne le calcul de la transmission d'un film de ce type en figure 4.11, et procure une meilleure tenue mécanique aux films d'aluminium. Le Celluloïd est utilisé dans les filtres d'entrée, plus fragiles avec leur taille importante, ainsi que dans un des 4 filtres de la roue.

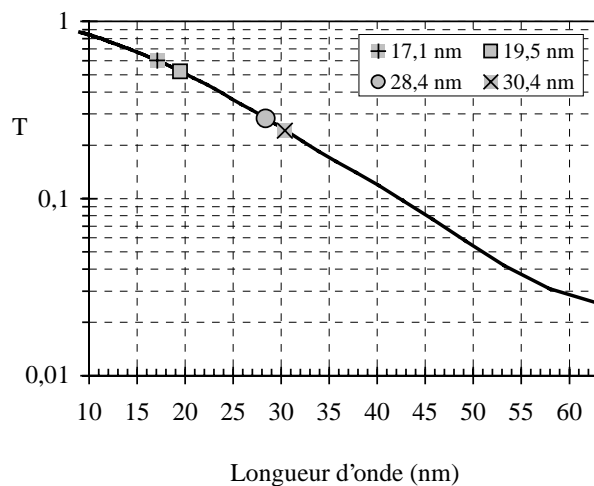


Figure 4.11: Transmission d'une couche de 50 nm de Celluloïd (calculée d'après [4.3])

La constitution des filtres est illustrée en figures 4.12 et 4.13, et les dimensions détaillées sont reprises dans la table (4.4). Deux types de grilles-supports en nickel sont utilisés pour renforcer la tenue mécanique des filtres. La grille des filtres d'entrée a des mailles plus larges pour supprimer les effets de diffraction générés dans le plan focal [4.6], tandis que les autres filtres, pour la plupart sans Celluloïd, sont renforcés par une grille plus dense. L'ombrage produit par ces grilles plus denses et proches du plan focal est à l'origine d'une modulation spatiale de l'image formée sur le détecteur. Cet effet sera évalué dans la partie consacrée à la réponse spatiale, où nous établirons les cartes de modulation spatiale de la réponse.

La roue à filtres a 5 positions ($P=1,\dots,5$). Positionnés à 30 mm du plan focal, ces filtres ont des dimensions et une structure mécanique identique à celle du filtre focal, qui se trouve à 14,4 mm du CCD. Ce mécanisme permet d'obtenir des fonctions intéressantes :

Chapitre 4

- un des filtres contient du Celluloïd, alors que les autres sont en aluminium pur, ce qui doit permettre par comparaison d'évaluer l'effet du Celluloïd, et éventuellement parer à une déchirure importante du filtre d'entrée qui pourrait alors transmettre un flux important à 58,4 nm, généré par la raie He I ;
- deux des filtres ont des masques qui obturent 2/3 du faisceau, ce montage permet de faire des sous-images à haute cadence sans actionner l'obturateur, en transférant très rapidement le tiers d'image vers la zone masquée (images en "frame transfer mode") où s'opérera la lecture qui est plus lente que le transfert; ce dispositif permet de réduire le nombre d'activations de l'obturateur ou parer à une défaillance de ce mécanisme ;
- l'insertion d'un filtre additionnel dans le faisceau optique permettra d'évaluer sa propre transmission, et ainsi d'améliorer la connaissance radiométrique de l'instrument en vol ;
- l'ajout d'un filtre peut être nécessaire pour supprimer des éventuelles fuites de lumière en cas de détérioration des filtres, ou encore réduire le rayonnement EUV qui va devenir de plus en plus intense en cours de mission.

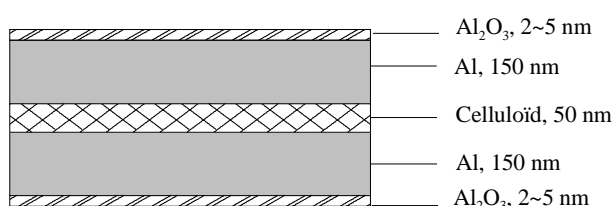


Figure 4.12: Composition du filtre aluminium d'entrée et du filtre $P=3$



Figure 4.13: Structure du filtre "focal" et des filtres $P=2,4$ & 5

Table (4.4): Constitution des différents filtres

Filtre	AL ₂ O ₃	Al	Celluloïd	Al	AL ₂ O ₃	Grille-support (période/barreau)	Transmission de la grille
Entrée	2~5 nm	150 nm	50 nm	150 nm	2~5 nm	5 mm / 0,1 mm	0,98
P=1	-	-	-	-	-	-	1
P=2,4,5	2~5 nm	150 nm	-	-	2~5 nm	440 μm / 40 μm	0,91
P=3	2~5 nm	150 nm	50 nm	-	2~5 nm	440 μm / 40 μm	0,91

4.3.2.2 Réponse spectrale des filtres

Nous nous proposons d'établir les fonctions de bande passante de filtres. Nous adopterons une approche théorique, à partir des outils développés pour le calcul des multicouches, qui sera complétée par des mesures sur les composants de vol [4.6] placés face au rayonnement EUV généré par le synchrotron. Nous avons combiné ces deux approches pour adapter les modèles théoriques et obtenir des fonctions de transmission des différents filtres définies dans une plage de longueur d'onde s'étendant de 10 à 40 nm.

Le filtre étant constitué d'un empilement de couches que nous supposons homogènes, sa transmission dans l'EUV peut se calculer au moyen du formalisme des multicouches décrit en annexe 1. Cette modélisation présente l'avantage de prendre en compte les effets de réflexions multiples et les interférences qui se produisent entre les ondes réfléchies aux différentes interfaces.

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

Les indices de réfraction des différents constituants dans l'EUV ont préalablement été évalués au moyen des facteurs de diffusion atomique [4.3]. Nous avons calculé la matrice caractéristique (équ. (a1.17)) de l'empilement de chaque filtre. La transmission est alors évaluée au moyen de l'expression (a1.10). A nouveau, la comparaison des résultats au centre du champ (incidence normale) ou à ses bords (incidence à 32 arcmin) n'a pas révélé de différences notables.

Le résultat du calcul matriciel est détaillé dans les figures 4.14 et 4.15 (légende "Calcul"), où la transmission calculée est représentée en fonction de la longueur d'onde. La transmission de la grille est prise en compte dans ces valeurs. On remarquera la baisse sensible de transmission des filtres d'entrée et du filtre $P=3$ due à la présence d'un film de Celluloïd. Le facteur de transmission de la grille du filtre (dernière colonne de la table (4.4)) est pris en compte dans ce résultat.

Les mesures de transmission des filtres d'entrée et du filtre focal sont présentées sur ces mêmes courbes, sous forme de séries de points discrets (fig. 4.14 et 4.15). La concordance est relativement bonne, mais il est nécessaire d'ajuster certains paramètres pour retrouver une courbe qui s'ajuste bien aux mesures. Cette adaptation n'est pas une surprise, en raison des incertitudes qui affectent à la fois la connaissance des indices de réfraction complexes EUV ainsi que les épaisseurs des différents films, dont l'oxyde Al_2O_3 qui s'est formé naturellement au contact de l'air.

Le modèle modifié pour le filtre d'entrée est obtenu en utilisant 2 x 110 nm d'aluminium, de 60 nm de Celluloïd et de 30 nm d'oxyde (légende "Modèle adopté", fig. 4.14). Dans le cas du filtre focal (sans Celluloïd), le modèle théorique ne nécessite pas d'ajustement, l'écart avec les données expérimentales restant raisonnable en regard de la dispersion des mesures (fig.4.15).

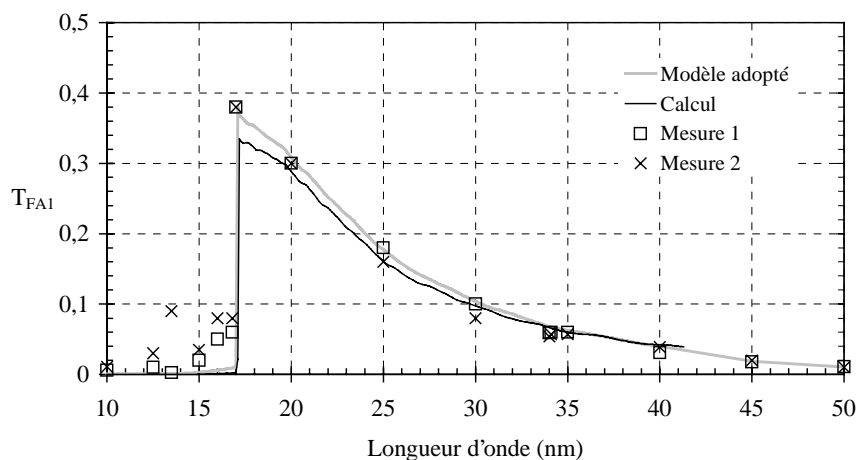


Figure 4.14: Comparaison des résultats du calcul avec les mesures de transmission du filtre d'entrée

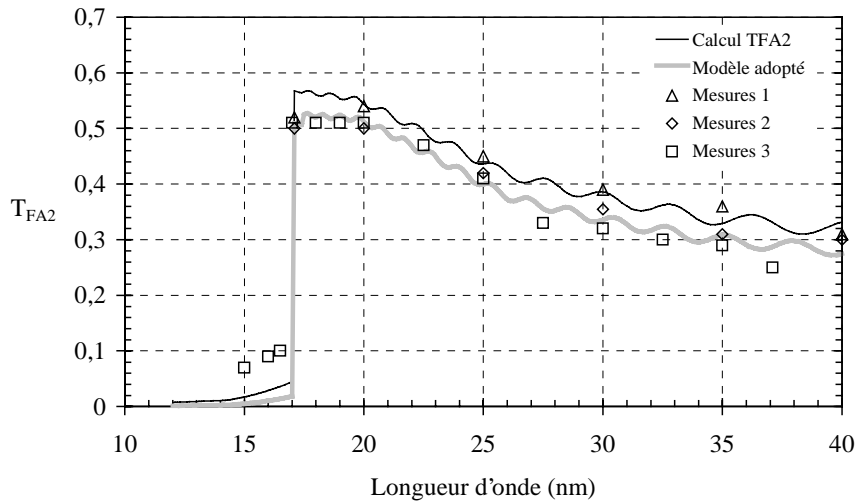


Figure 4.15: Comparaison des résultats du calcul avec les mesures de transmission du filtre focal

La réponse en transmission des filtres de la roue est présentée en figure 4.16, où sont repris les modèles adoptés pour le filtre d'entrée, qui a la même constitution que le filtre $P=3$, et pour le filtre focal, qui correspond aux filtres $P=2, 4$ et 5 . Les valeurs aux centres des fenêtres de transmission des miroirs y sont également superposées, sous forme de symboles discrets.

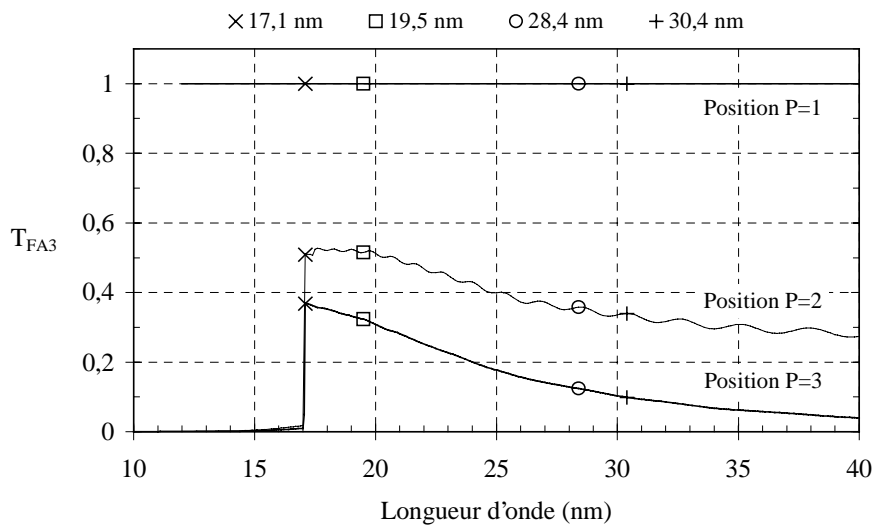


Figure 4.16: Transmission des 3 types de filtres de la roue (modèle adopté des fig. 4.14 et 4.15), les symboles isolés indiquent la valeur adoptée aux longueurs d'onde centrales des quadrants

Ces développements nous permettent de définir les fonctions de bande passante de différents filtres en aluminium de l'instrument, que nous exprimons selon les relations (4.5) à (4.7). Les valeurs de ces fonctions aux longueurs d'onde des raies d'observation sont reprises en table (4.5).

$$R_{FA1}(\lambda) = T_{FA1}(\lambda) \tag{4.5}$$

$$\boxed{R_{FA2}(\lambda) = T_{FA2}(\lambda)} \quad (4.6)$$

$$\boxed{R_{FA3}(\lambda, P) = T_{FA3}(\lambda, P)} \quad (4.7)$$

Table (4.5): Valeurs des fonctions de réponse des filtres aux longueurs d'onde d'intérêt

λ	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
$R_{FA1}(\lambda)$	0,38	0,32	0,12	0,10
$R_{FA2}(\lambda)$	0,51	0,51	0,36	0,34
$R_{FA3}(\lambda, P = 1)$	1	1	1	1
$R_{FA3}(\lambda, P = 2)$	0,51	0,51	0,36	0,34
$R_{FA3}(\lambda, P = 3)$	0,33	0,30	0,12	0,09

En pratique, le flux visible transmis par les filtres provient majoritairement de micro-perforations créées lors de la fabrication ou lors des manipulations des filtres. La sélection des filtres de vol est basée sur une transmission dans le visible inférieure à 10^{-5} , valeur bien supérieure aux prédictions théoriques d'un filtre parfait, mais difficile à obtenir en pratique. Il semble donc nécessaire d'ajouter un filtrage supplémentaire pour atteindre les performances scientifiques de l'instrument. Ce sera réalisé par l'adjonction d'un filtre "focal". La transmission maximale sera obtenue dans la configuration de la roue $P=1$ (pas de filtre), avec ainsi deux filtres dans le faisceau optique. La transmission résultante sera le produit de $R_{FA1}(\lambda)$ par $R_{FA2}(\lambda)$.

4.3.3 Conclusion

Dans cette section 4.3, nous avons passé en revue tous les filtres présents dans l'instrument. Les modèles théoriques nous ont permis de cerner au mieux l'importance des différents constituants ainsi que les résultats des mesures dans l'EUV. L'étude des différents composants combinée aux mesures expérimentales nous a permis de déduire leur contribution à la fonction de bande passante spectrale R_λ (équ. (3.3)). Le calcul de la réponse spectrale globale de l'instrument doit encore inclure les performances du détecteur, qui seront abordées dans une section ultérieure.

4.4 Les optiques

4.4.1 Introduction

Nous abordons dans cette partie la caractérisation la qualité image obtenue avec le système optique de l'instrument, ce qui revient à caractériser une fonction de bande passante angulaire. Nous partons de la définition théorique pour évaluer les performances idéales, qui sont ensuite évaluées à partir des mesures d'erreur de front d'onde sur le télescope aligné à CSL. Ce résultat sera le seul permettant une quantification des performances réelles des optiques au moyen des critères habituels. Les mesures qui seront effectuées ultérieurement dans le programme de développement de l'instrument utiliseront différents faisceaux optiques EUV, mais n'auront pour but que la caractérisation photométrique de l'instrument.

Nous obtiendrons des paramètres qui définissent la qualité image effective dans le plan focal. En réalité, le détecteur peut être positionné en dehors du plan focal, ce qui modifie profondément la réponse du système. Ce problème important sera abordé dans une autre partie de ce travail. Une étude particulière sera consacrée à la réponse du sous-système "détecteur". A partir de ces résultats, nous établirons les performances du système télescope-détecteur en prenant en compte les effets de défocalisation.

4.4.2 Références

La définition optique du télescope a été détaillée dans le chapitre 2. La configuration des 4 ouvertures du télescope est schématisée en figure 4.17, qui représente les surfaces optiques du miroir primaire. En réalité seule une des 4 ouvertures à la fois collecte le flux solaire, les 3 autres étant obturées par le masque sélecteur.

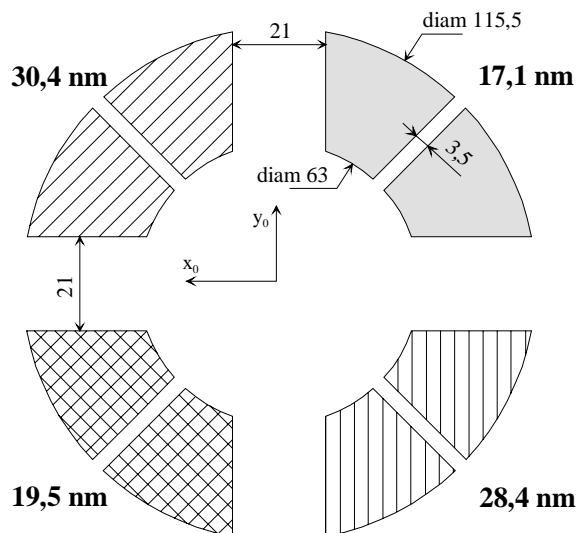


Figure 4.17: Configuration des 4 ouvertures du télescope (vue du soleil)

Pour les développements qui suivent, nous remplaçons le télescope de Ritchey-Chrétien par un système optique simplifié, qui présente le même axe optique et le même plan focal. Ce modèle simplifié est constitué d'une lentille mince convexe dont l'ouverture est définie par la section du miroir primaire définie en figure 4.17, avec un foyer localisé à une distance f . Afin de fixer des

repères de référence, nous adoptons les axes (x_0, y_0, z_0) fixés dans la pupille du système optique et (x, y) dans le plan focal en $z_0=f$ définis en figure 4.18. L'axe optique correspond à l'axe z_0 , tandis que les angles (θ_x, θ_y) définissant l'orientation de la radiance incidente sont mesurés dans un plan passant respectivement par la droite x_0 et y_0 . Ces angles varient dans le champ de vue, soit ± 22 arcmin de part et d'autre de l'axe optique, la direction positive étant indiquée sur figure. La variation correspondante dans le plan focal (x, y) couvre dans les 2 directions un domaine de $\pm 10,8$ mm autour de l'origine $(0,0)$, qui correspond à la surface du détecteur.

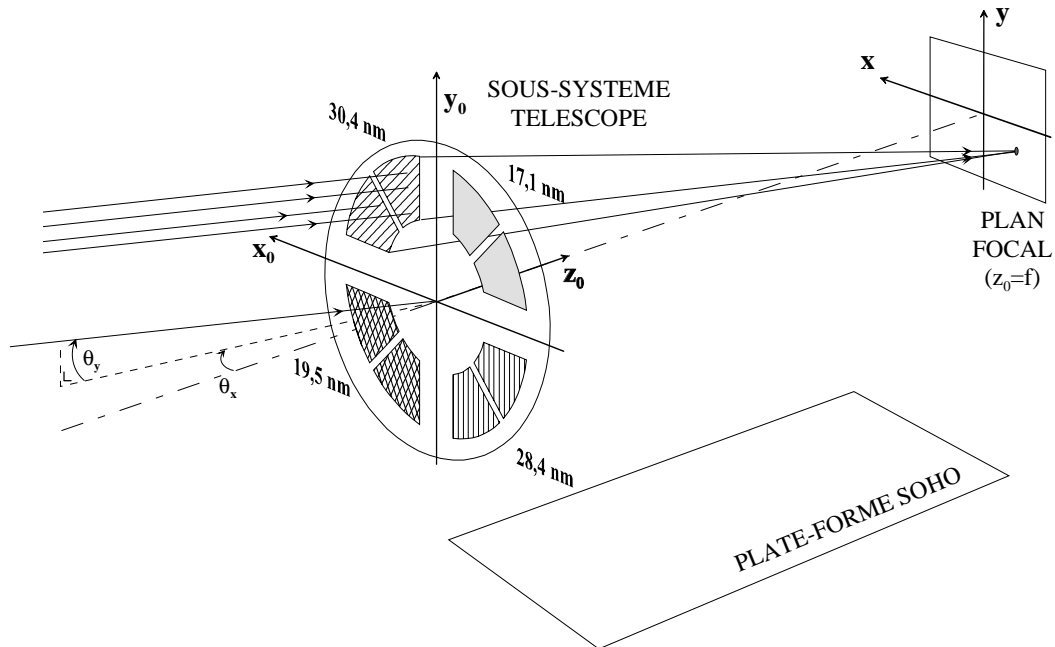


Figure 4.18: Axes de référence du système optique

La correspondance entre l'orientation d'une onde plane (θ_x, θ_y) et les coordonnées (x, y) du point image résultant d'un système idéal s'exprime suivant les équations (4.8)

$$\begin{aligned} x &= -f \operatorname{tg}(\theta_x) \\ y &= -f \operatorname{tg}(\theta_y) \end{aligned} \tag{4.8}$$

4.4.3 Réponse des optiques

4.4.3.1 La PSF

Un critère très utilisé pour définir la qualité image d'un système optique est la réponse impulsionnelle du système. Il s'agit d'évaluer le spot image résultant de l'illumination du système par un flux collimaté. La réponse impulsionnelle s'appelle également fonction d'étalement de point ou plus communément PSF (Point Spread Function). Elle caractérise l'étalement de l'irradiance dans le plan focal résultant de l'image d'un point à l'infini, ce qui permet d'apprécier la résolution du système optique. La connaissance de la PSF nous permettra de comparer son étendue spatiale à la taille effective des pixels, afin de vérifier la bonne compatibilité du télescope avec le détecteur.

Chapitre 4

La PSF d'un système diffractif peut se calculer par transformée de Fourier de sa pupille. Nous supposons que la transmission des différents éléments optiques est parfaite. Cet aspect de la réponse a été abordé dans les sections précédentes.

Nous définissons la fonction pupille par $P(x_0, y_0, Q)$, qui dans le cas d'EIT est une des 4 ouvertures de la figure 4.17. Les variables (x_0, y_0) sont les coordonnées spatiales dans la pupille du système optique simplifié de l'instrument, et Q est le quadrant. P vaut 1 dans l'ouverture et 0 ailleurs. En présence d'aberrations, on utilise la fonction pupille complexe [4.10] [4.11] :

$$P(x_0, y_0, Q) = P(x_0, y_0, Q) \cdot e^{i \frac{2\pi}{\lambda(Q)} WFE(x_0, y_0, Q)} \quad (4.9)$$

où $WFE(x_0, y_0, Q)$ est la carte d'erreur de front d'onde du quadrant Q exprimée en unité de longueur et $\lambda(Q)$ est la longueur d'onde centrale de la bande passante spectrale du quadrant Q . La réponse impulsionnelle s'exprime sous la forme de l'amplitude complexe de l'onde dans le plan focal définie selon l'équation (4.10) [4.10],

$$psf(x, y, Q) = C \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(x_0, y_0, Q) e^{\frac{-2i\pi}{\lambda(Q)R} (x x_0 + y y_0)} dx_0 dy_0 \quad (4.10)$$

avec R la longueur focale, C une constante et (x, y) sont les coordonnées spatiales dans le plan image. La fonction ainsi obtenue $psf(x, y, Q)$ est l'amplitude de la PSF. Notons que (4.10) est une transformée de Fourier de la fonction pupille complexe avec un changement d'échelle particulier.

L'irradiance, qui est la distribution de l'intensité lumineuse $PSF(x, y, Q)$ dans le plan focal vaut

$$PSF(x, y, Q) = psf(x, y, Q) \cdot psf^*(x, y, Q) \quad (4.11)$$

Dans le cas d'un système optique parfait ($WFE = 0$) avec une ouverture circulaire de diamètre d , la réponse impulsionnelle est la fonction d'Airy [4.10], donnée par l'équation (4.12), où PSF_0 est une constante.

$$PSF(r) = PSF_0 \cdot \left[\frac{2J_1\left(\frac{\pi d}{\lambda R} r\right)}{\frac{\pi d}{\lambda R} r} \right]^2 \quad (4.12)$$

Dans le cas précis d'EIT, il n'existe pas de solution analytique à l'équation (4.12) tenant compte de la forme exacte de l'ouverture d'un quadrant. Pour obtenir une première estimation de la PSF diffractive, nous pouvons remplacer l'ouverture réelle du système optique simplifié par une ouverture circulaire de surface identique. Le premier zéro des PSF, qui définit la tache centrale de la PSF et englobe 84 % de l'énergie, vaut $r_0 = 1.22 \lambda R / d$, avec R la distance focale et d le diamètre de l'ouverture circulaire. Il varie de 0,1 à 0,16 μm lorsque λ passe de 17,1 à 30,4 nm, alors qu'il atteint 33 μm à 633 nm. Cette approche simplifiée met en évidence la disparition des effets de la diffraction dans les longueurs d'onde EUV. Il apparaît clairement que sans aberrations, la prise en compte de la diffraction seule fournit des performances optiques idéales. L'étendue de la tache centrale de la PSF est de loin inférieure à la surface du pixel.

Plusieurs facteurs sont à l'origine d'une dégradation inévitable de ces performances idéales et vont contribuer à l'erreur de front d'onde *WFE* :

- a. Même dans le cas de miroirs superpolis tels que ceux d'EIT, les défauts de forme résiduels des miroirs vont constituer des multiples et non des fractions de longueur d'onde, ce qui va modifier fondamentalement la réponse du système réel par rapport au système idéal.
- b. L'alignement des miroirs sur la structure mécanique du télescope fixera l'orientation exacte de chaque miroir, ce qui va définir comment se combinent les aberrations de chaque miroir. De plus, l'alignement idéal ne sera pas atteint. Une contribution supplémentaire aux aberrations est à prévoir.
- c. Le télescope de Ritchey-Chrétien possède ses propres aberrations, dont la principale est la courbure de champ, ce qui introduit une défocalisation en fonction de l'endroit du champ observé.
- d. Le système télescope-détecteur fait appel à une structure mécanique qui a ses tolérances propres de fabrication et de montage. Le positionnement final du détecteur par rapport au plan focal dépend de nombreux facteurs, comme par exemple le comportement thermique de l'instrument. Une erreur de 80 μm a d'emblée été allouée dans le budget d'alignement pour tenir compte de ces paramètres. Cette erreur de positionnement se traduira par une défocalisation supplémentaire, uniforme dans le champ.

Dans cette section, nous traiterons des effets des dégradations décrites aux points a et b. A cette fin, nous disposons de mesures interférométriques effectuées sur les miroirs individuels, ainsi que sur le télescope aligné. L'utilisation d'un interféromètre est une technique intéressante qui permet d'obtenir une carte d'erreur de front d'onde, qui représente l'écart du front d'onde par rapport à la sphère idéale d'un système parfait. Nous traiterons des points c et d dans la section consacrée à la défocalisation.

Le télescope EIT est constitué de 2 miroirs superpolis en Zérodur. Des calibres sphériques superpolis ont été obtenus après de longues opérations de polissage manuel. Après cette étape, des contrôles métrologiques et des mesures interférométriques ont été effectués [4.12]. Les résultats principaux sont résumés en table (4.6), ils indiquent que les défauts de forme des miroirs individuels ne dépassent pas $\lambda/20$ pour $\lambda = 543 \text{ nm}$. Ensuite, les miroirs ont été asphérisés au moyen d'un dépôt de bore, pour être recouverts par les revêtements multicouches. Cette procédure permet d'obtenir la forme adéquate, les 4 bandes passantes et le pouvoir réflecteur requis.

Table (4.6): Principales caractéristiques mesurées des miroirs de vol

<i>Paramètre</i>	<i>Miroir primaire</i>	<i>Miroir secondaire</i>
Rayon de courbure	$1101.02 \pm 0.15 \text{ mm}$	$537.64 \pm 0.15 \text{ mm}$
Erreur de front d'onde (λ^{-1}) (pic à pic, $\lambda = 543 \text{ nm}$)	0.043	0.038
Rugosité avant dépôt des multicouches	3 Å rms	3 Å rms

L'étape suivante est le montage et l'alignement des optiques. Les fixations des miroirs sont en Invar, qui présente un coefficient d'expansion thermique très faible et permet de rester compatible avec le Zérodur, qui est encore thermiquement plus stable. Le miroir primaire est maintenu par des lames flexibles et des rotules qui minimisent les contraintes dans le Zérodur. Le miroir secondaire, plus petit, est collé dans un support en Invar. L'alignement des optiques sur la structure mécanique

Chapitre 4

du télescope a nécessité des mesures très précises pour assurer des performances optimales. Cette étape a été réalisée au CSL. Des contrôles ont été effectués au moyen de l'analyse interférométrique de l'erreur du front d'onde issu du télescope complet avec un interféromètre Zygo. Après de nombreuses itérations sur le positionnement du miroir secondaire, l'erreur finale de front d'onde après l'alignement final a été enregistrée pour $\lambda = 633$ nm, le revêtement multicouche possédant un pouvoir réflecteur suffisant à cette longueur d'onde. Le problème essentiel était d'assurer un alignement correct des 4 sous-télescopes définis par les 4 sous-pupilles, avec des multicouches d'épaisseurs différentes. Une description détaillée de la procédure et des résultats de l'alignement est présentée en références [4.13] et [4.14].

Plusieurs séries de 4 interférogrammes dans la configuration finale du télescope ont été enregistrées à la température nominale de 20°C. Un jeu de mesures a été pris à un champ de 16 minutes, en deux points du champ, pour chaque quadrant, et une dernière série pour un champ de 11,5 minutes d'arc. Ces mesures sont résumées dans la table (4.7), qui pour chaque angle de champ, reprend l'erreur rms du front d'onde la plus importante des 4 quadrants analysés. L'incertitude de mesure de l'interféromètre est évaluée à $\lambda/50$ rms.

L'alignement final apparaît meilleur au centre du champ, mais atteint la spécification de $\lambda/10$ ($\lambda = 633$ nm) à 16 minutes d'arc. Ce résultat s'explique par le fait que l'astigmatisme résiduel (inhérent à la formule optique) augmente lorsque l'on s'écarte du centre du champ de vue.

Table (4.7): Résultats globaux de l'alignement

Champ θ_x (arcmin)	Champ θ_y (arcmin)	WFE pic à pic ($\lambda=633$ nm)
0	0	$WFE < \lambda/14$
0	11,5	$WFE < \lambda/11$
± 16	0	$WFE < \lambda/10$

Dans la table (4.8), nous présentons les résultats calculés avec les mesures interférométriques, pour un point du champ à 16 minutes d'arc dans les différents quadrants. Cette analyse montre bien des erreurs de front d'onde similaires d'un quadrant à l'autre, ce qui était un des objectifs de l'alignement afin d'équilibrer au mieux les aberrations résiduelles. On notera que l'on est très proche de l'objectif de l'alignement final en $\lambda/10$ (pic à pic).

Table (4.8): Mesures d'erreur de front d'onde en un point du champ à 16 arcmin

Quadrant Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
WFE pic à pic à 633 nm [λ^{-1}]	0,061	0,099	0,067	0,099
WFE rms à 633 nm [λ^{-1}]	0,008	0,012	0,009	0,011

Les cartes d'interférogrammes obtenues de la sorte sont réalisées à partir d'une discrétisation de 100 x 100 points répartis dans un domaine carré qui est centré sur la sous-pupille étudiée. Ces données permettent d'évaluer l'erreur de front d'onde en radians. Les cartes d'erreur de front d'onde sont représentées dans les figures 4.19, où sont tracées les courbes de niveau avec des incréments de 0.01λ ($\lambda = 633$ nm) pour un point du champ à 16 minutes d'arc.

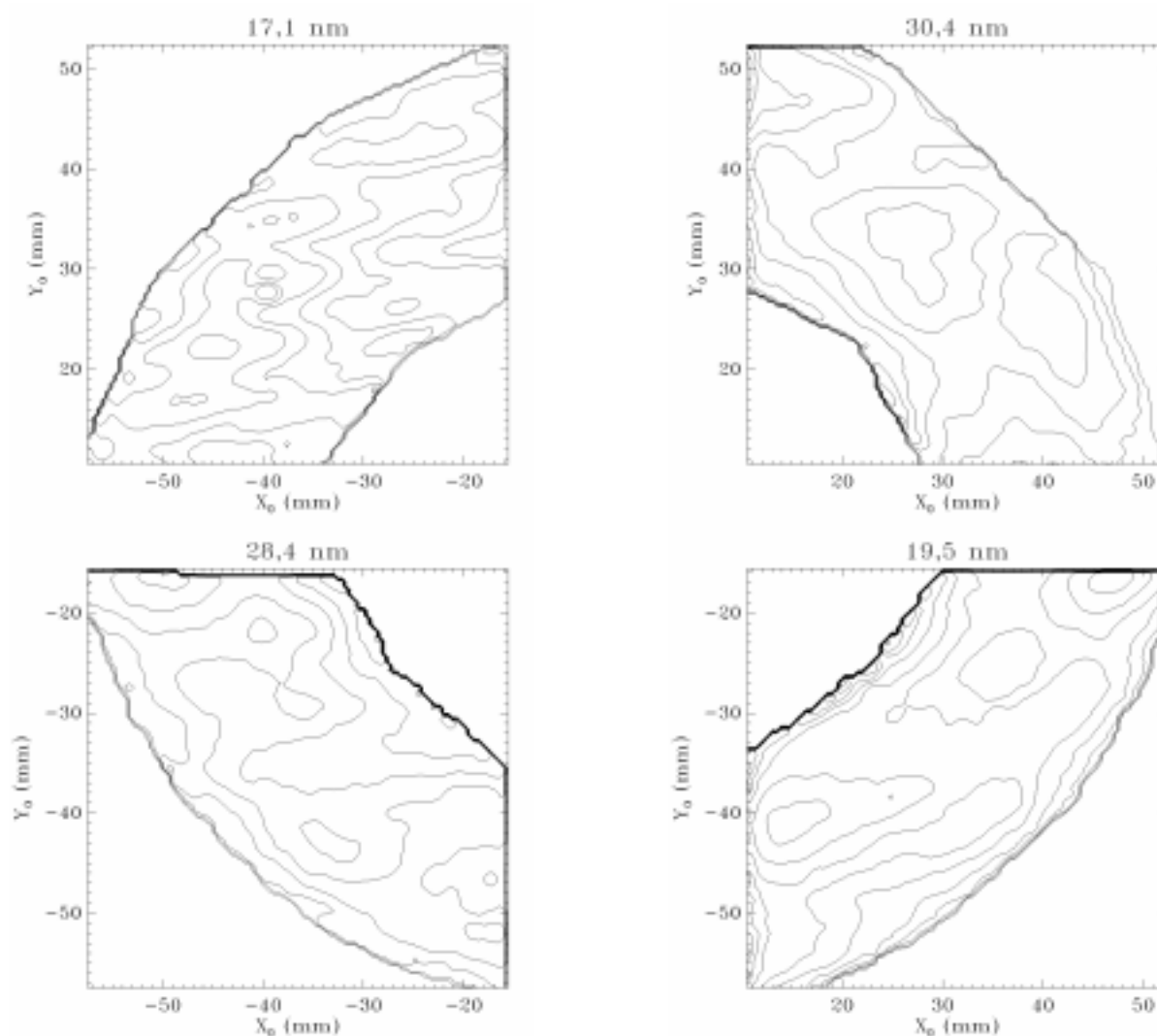


Figure 4.19: Erreurs de front d'onde enregistrées avec le télescope aligné, pour un champ de 16 arcmin

Remarquons [4.13] que l'interprétation habituelle de l'erreur de front d'onde par décomposition en série de fonctions pour identifier les aberrations optiques n'a pas été utilisée pour corriger l'alignement. En effet, le positionnement final du miroir secondaire est un compromis qui vise à aligner au mieux les 4 télescopes conjoints d'EIT. Les 4 filtres interférentiels déposés sur chaque miroir ont chacun une épaisseur différente. Il n'était donc pas possible d'effectuer un alignement à 633 nm sur la surface complète des miroirs qui produit 4 discontinuités du front d'onde. De plus, chaque quadrant pris isolément ne présente pas la symétrie cylindrique autour de l'axe optique nécessaire pour permettre ce type de décomposition.

A partir des cartes d'erreur de front d'onde du télescope aligné, nous pouvons étudier la réponse impulsionnelle réelle du système optique avec les équations (4.9) à (4.11), dans les longueurs d'onde EUV. Ces équations doivent être évaluées numériquement, en utilisant la forme exacte des sous-pupilles d'EIT ainsi que les cartes d'erreur de front d'onde illustrées en figure 4.19. L'erreur de front d'onde initialement en radians est d'abord convertie en fraction de longueur d'onde (EUV) de chaque quadrant. A partir de la géométrie des sous-pupilles de chaque quadrant et les erreurs de front d'onde respectives, nous définissons 4 fonctions pupilles complexes sous forme de tableaux de $N \times N$ nombres complexes. Ensuite, au moyen des relations (4.9) à (4.11), les 4 fonctions

Chapitre 4

$PSF(x,y)$ ont été évaluées séparément par transformée de Fourier, et normalisées par leur maximum.

Elles sont représentées en figure 4.20, et correspondent à la distribution de l'irradiance produite par une source à l'infini en point du champ à 16 arcmin. Dans cette figure, les unités spatiales sont exprimées en taille de pixel, soit $21 \mu\text{m}$. Notons que dans les 4 quadrants, les PSF ont une étendue inférieure à la surface du pixel, en ne considérant que l'irradiance supérieure à 5 % du maximum central. Ces résultats incluent à la fois, les erreurs de forme des miroirs, les imperfections de l'alignement final et les effets minimes de la diffraction.

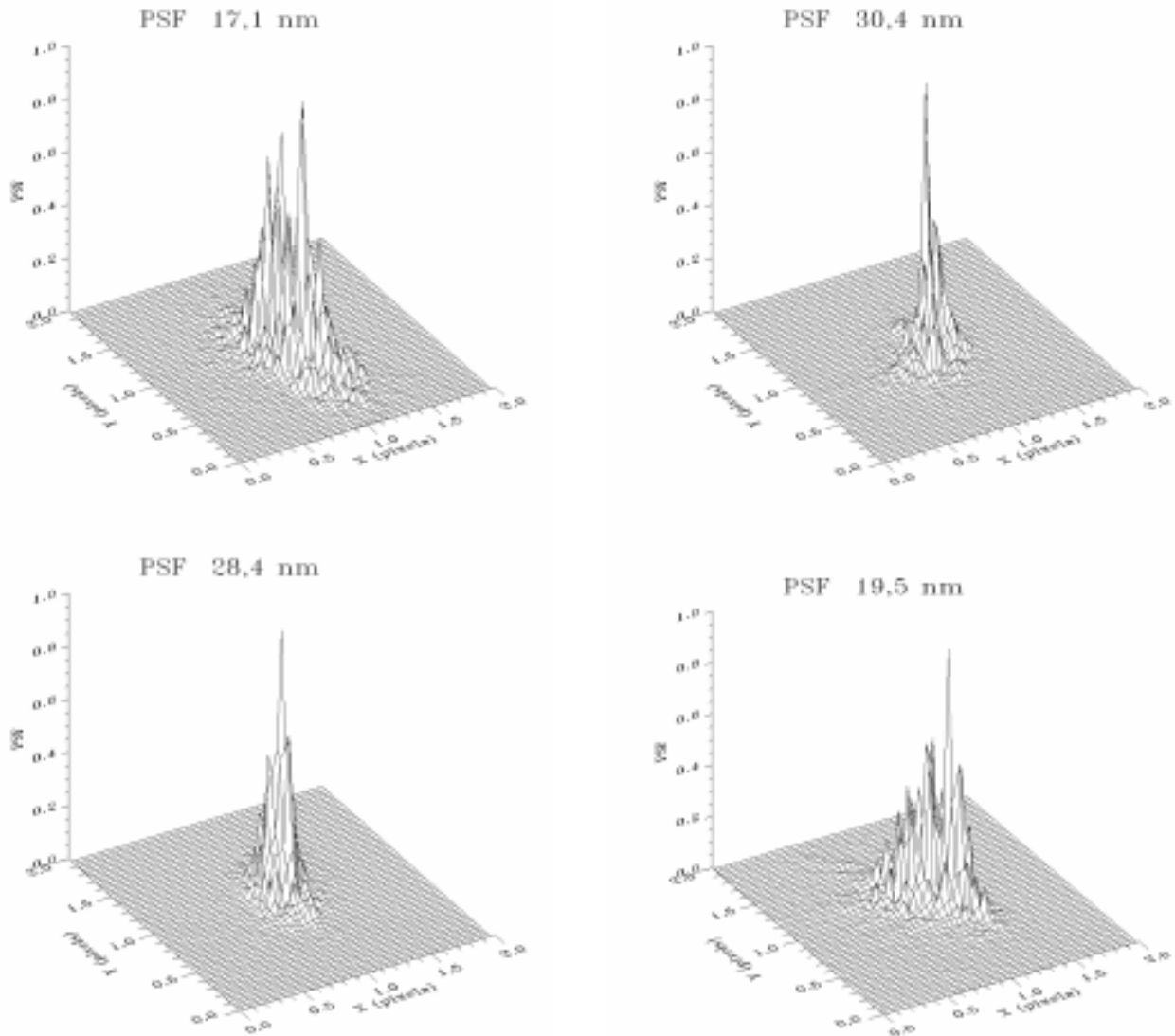


Figure 4.20: Les PSF des 4 canaux d'EIT dans l'EUV déduites des mesures interférométriques dans le visible (téléscope seul)

Ne bénéficiant plus d'une symétrie circulaire pour évaluer le premier zéro, nous avons calculé le rayon du disque qui entoure 80 % de l'énergie lumineuse, soit r_{80} . Cette grandeur est un critère d'évaluation habituellement utilisé par les opticiens [4.10]. Les résultats dans les différents quadrants sont détaillés dans la table (4.9). Une PSF plus étalée correspond à une résolution moindre. C'est la quadrant $Q=17,1 \text{ nm}$ qui présente le plus grand rayon r_{80} malgré sa meilleure

erreur de front d'onde. Ceci s'explique simplement [4.15] par l'amplification géométrique de l'erreur de front d'onde vue à cette longueur d'onde la plus courte des canaux d'EIT

Table (4.9): r_{80} de la PSF réelle du télescope aligné, à 16 arcmin (calculé à partir des résultats de la fig. 4.20)

Quadrant Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
r_{80}	9,2 μm	7,3 μm	5,7 μm	6,0 μm

Pour les calculs ultérieurs de fonctions de bande passante, nous définissons la fonction $PSF_{\text{télescope}}$ selon l'expression (4.13), en utilisant les variables angulaires de l'équation (4.8)

$$PSF_{\text{télescope}}(\theta_x, \theta_y, Q) = PSF(x, y, Q) \Big|_{\substack{x=-f \operatorname{tg} \theta_x \\ y=-f \operatorname{tg} \theta_y}} \quad (4.13)$$

4.4.3.2 La MTF

Un autre critère fréquemment utilisé pour évaluer la qualité image est la fonction de transfert en modulation (MTF). Son interprétation est moins directe dans la qualité image résultante, mais elle a l'avantage de permettre un calcul simple de la réponse de systèmes composés de sous-systèmes linéaires en cascade [4.16] [4.17], moyennant certaines propriétés d'invariance.

La fonction de transfert optique (OTF) correspond à la transformée de Fourier de la PSF. L'OTF représente la dégradation en amplitude et en phase de l'image en fonction des fréquences spatiales f_x et f_y de l'objet.

$$OTF(f_x, f_y, Q) = C \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} PSF(x, y, Q) e^{-2i\pi(xf_x + yf_y)} dx dy \quad (4.14)$$

On peut montrer que l'OTF peut également se calculer par autocorrélation des fonctions pupilles complexes [4.11].

Habituellement, pour des raisons de simplicité d'interprétation, seule la dégradation en amplitude, la MTF, est discutée. Cette dernière s'exprime selon l'équation (4.15).

$$MTF(f_x, f_y, Q) = |OTF(f_x, f_y, Q)| \quad (4.15)$$

On définit la fréquence de coupure de la MTF à son premier zéro. Une autre valeur couramment utilisée est la largeur à mi-hauteur (FWHM), qui permet de définir l'intervalle de fréquences spatiales qui présenteront une altération en amplitude inférieure à 50 %. Dans le cas précis d'EIT, aucune symétrie de rotation n'est présente ; la FWHM de la MTF se caractérise alors par l'étendue des courbes de mi-niveau.

Un avantage primordial de cette approche réside dans l'analyse de systèmes en série. Le télescope avec ses performances propres, est associé au détecteur qui présente aussi des performances particulières. Si les réponses sont indépendantes de l'angle de champ, ou en d'autres mots, si les systèmes sont invariants dans l'espace, la combinaison des 2 systèmes fournit une réponse impulsionnelle qui correspond à la convolution des réponses impulsionnelles individuelles. En terme de fonction de transfert de modulation, le système complet présente une MTF équivalant au

Chapitre 4

simple produit des MTF des systèmes individuels. Ceci se déduit directement des propriétés des transformées de Fourier qui relient PSF et MTF.

Nous nous limitons à la présentation des calculs de la MTF sur base de nos mesures d'erreur de front d'onde dans la section 4.4.3.1, l'analyse du système parfait non aberré ayant déjà été effectuée au moyen de la PSF. Au moyen des relations (4.14) et (4.15) qui permettent d'établir la MTF à partir de la PSF, nous avons évalué les 4 MTF réelles (avec aberrations et diffraction) des sous-télescopes d'EIT. Elles sont représentées en figure 4.21 pour les points de mesure à 16 minutes d'arc de champ, qui a fourni les cartes d'erreur de front d'onde de la figure 4.19.

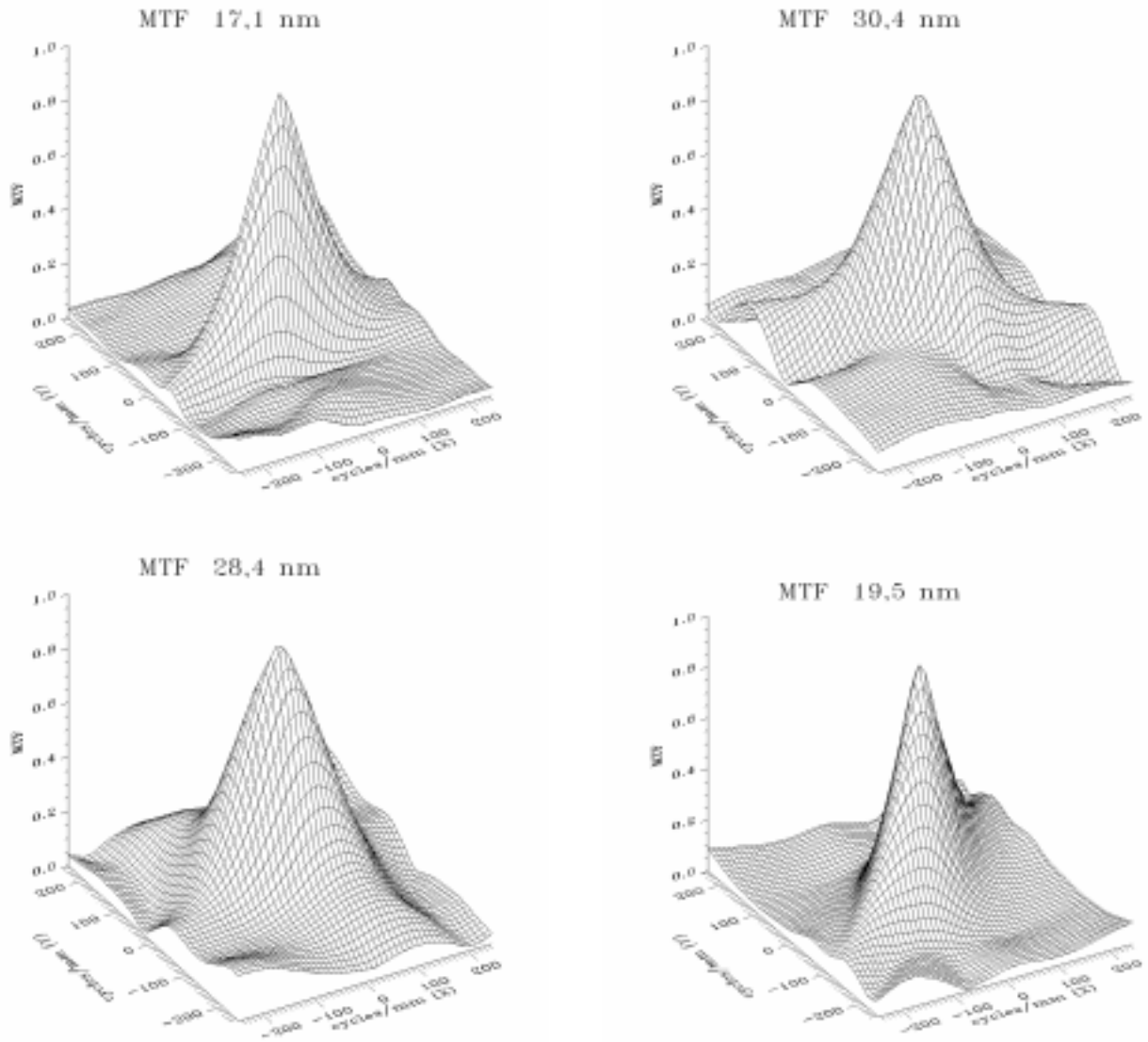
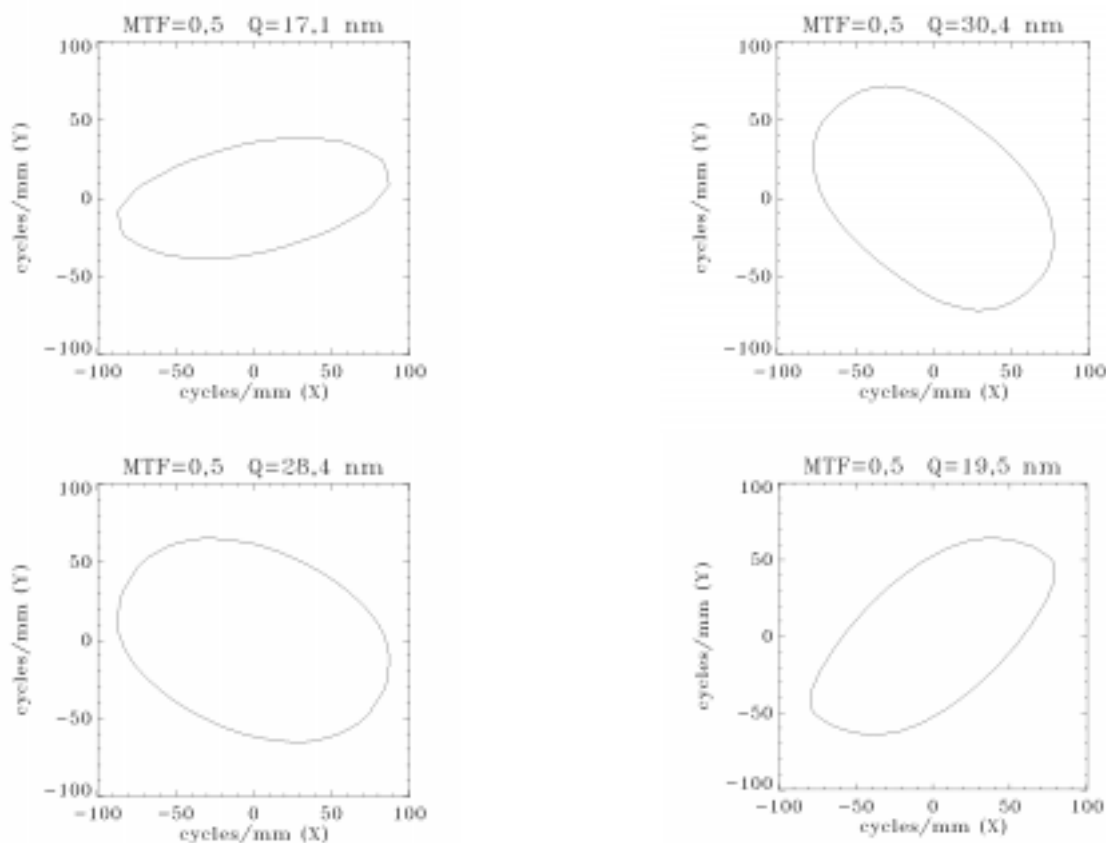


Figure 4.21: Les MTF de chaque canal d'EIT (télescope seul)

En l'absence de symétrie circulaire due à la forme de la pupille et aux aberrations, la largeur à mi-hauteur ne peut être représentée que par un tracé du contour à mi-hauteur, en figure 4.22. L'étendue de la surface comprise dans ces courbes permet de définir les fréquences spatiales pour lesquelles la modulation sera inférieure à 50 %. Sur ces courbes, notons que l'on retrouve dans les iso-contours des MTF la forme originale des sous-pupilles (quartiers d'anneaux), ce qui montre bien que l'altération en intensité est plus importante pour les motifs périodiques orientés selon la plus petite dimension de l'ouverture. Les résultats à 17.1 nm sont manifestement moins bons, tout comme l'indiquent les PSF de la figure 4.20.



Figures 4.22: Iso-contours à mi-hauteur des 4 MTF du télescope EIT

4.4.4 Conclusions

Dans cette section 4.4, nous avons évalué les performances des optiques de l'instrument en terme de contribution à la réponse spatiale de l'instrument. Nous avons montré que les aberrations minimales dans les longueurs d'onde visibles ont un effet très important dans la plage du domaine EUV. A partir des dernières mesures optiques effectuées sur le télescope aligné, nous avons calculé les PSF des différents quadrants, ainsi que la MTF correspondante en vue de leur utilisation ultérieure pour l'évaluation de la réponse globale de l'instrument.

Ces résultats sont basés sur la mesure des interférogrammes pour un point du champ. En réalité, avec la courbure de champ résiduelle, le plan focal théorique est une surface courbe axisymétrique centrée sur l'axe optique. De ce fait, chaque angle de champ focalise dans un plan différent. Dans un premier temps, nous négligerons cet effet de dépendance du champ sur la PSF, cet effet sera abordé dans une étude plus générale sur la défocalisation. Le système optique présente une autre aberration importante, l'astigmatisme, qui reste invariante dans le champ. Elle est incluse dans les résultats à 16 arcmin qui ont été utilisés. La diffraction peut également être supposée invariante dans le champ, en négligeant la modification minimale des effets de diffraction dus à l'apparition du vignettage des baffles qui modifie très légèrement la forme géométrique de la pupille. Le vignettage sera pris en compte séparément.

Chapitre 4

Dans cette première approche, nous supposerons donc la PSF à 16 arcmin comme valable dans tout le champ, en restant conscient qu'une correction devra être apportée pour prendre en compte les effets de la courbure de champ.

La fonction de bande passante spatiale n'a pas été établie à ce stade de l'étude. Nous étudierons d'abord l'aspect spatial de la réponse du détecteur. Ensuite la combinaison "optiques - mosaïque de pixels" nous permettra de définir une fonction de bande passante correspondante.

4.5 Réponse spatiale du détecteur.

La description du détecteur a été abordée dans le chapitre 2. Pour la clarté de l'exposé, nous avons scindé l'étude la réponse spatiale de la réponse spectrale du CCD. Nous abordons ici la contribution spatiale du détecteur.

4.5.1 Réponse spatiale

Le détecteur CCD de l'instrument est constitué d'une mosaïque de 1024 x 1024 pixels positionnés dans plan focal de l'instrument; ces pixels sont exposés simultanément lors de chaque prise d'image. Les pixels peuvent être considérés comme carrés, avec 21 μm de côté. Partant de l'hypothèse d'une matrice de pixels parfaitement jointifs, sans aucune zone inactive aux jonctions, la MTF du CCD idéal peut se calculer par transformée de Fourier d'une réponse impulsionnelle parfaite. Comme indiqué en figure 4.23, les axes orthogonaux (x,y) sont parallèles à la trame des pixels.

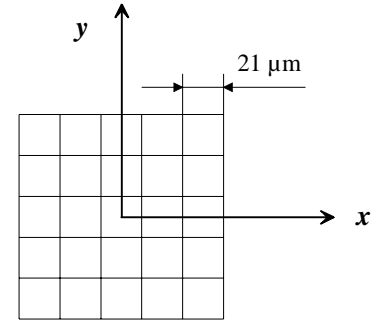


Figure 4.23: Agencement spatial des détecteurs individuels

Nous supposons dans cette analyse que la réponse est unitaire. La réponse réelle des pixels est abordée en détail dans la section relative à la réponse spectrale.

La réponse impulsionnelle d'un pixel individuel est un palier carré unitaire, de côté $d=21 \mu\text{m}$, comme l'indique l'équation (4.16) établie pour le pixel central.

$$\begin{aligned} PSF_{pixel}(x, y) &= 1 \quad \text{pour } -d/2 < x < d/2 ; -d/2 < y < d/2 \\ PSF_{pixel}(x, y) &= 0 \quad \text{ailleurs} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Le module de sa transformée de Fourier nous donne la MTF (4. 17).

$$MTF_{CCD}(f_x, f_y) = \left| \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-d/2}^{d/2} e^{-2i\pi(xf_x + yf_y)} dx dy \right| \quad (4.17)$$

Ce qui donne, pour un pixel homogène et parfait (tous les photons incidents sont détectés) :

$$MTF_{CCD}(f_x, f_y) = \left| \frac{\sin(\pi d f_x)}{\pi d f_x} \right| \left| \frac{\sin(\pi d f_y)}{\pi d f_y} \right| \quad (4.18)$$

Avec $d = 21 \mu\text{m}$, la largeur à mi-hauteur (FWHM) est de 28.7 cycles/mm pour chaque axe, et la fréquence de coupure est de 48 cycles/mm. La fréquence de Nyquist vaut 23.8 cycles/mm ($\frac{1}{2d}$).

En figure 4.24, est représentée une vue de la MTF du CCD.

En pratique, le CCD ne présente pas une réponse idéale telle que (4.16). L'abaissement de la MTF réelle peut être produit par de multiples causes. Citons l'existence de zones non sensibles aux jonctions entre pixels, l'influence de la longueur d'onde des photons qui sont convertis en charges à des épaisseurs différentes dans le pixel et ont plus ou moins de possibilités de migrer latéralement, ... Cependant, nous ne disposons pas de mesures permettant de déduire la MTF effective du détecteur. Nous utiliserons ce modèle idéal dans la suite de ce travail, en restant conscient que la contribution réelle de la MTF du détecteur n'est pas parfaitement prise en compte.

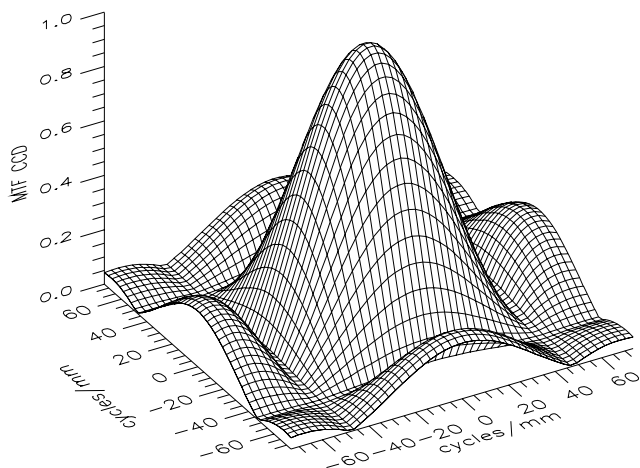


Figure 4.24: MTF d'un pixel idéal

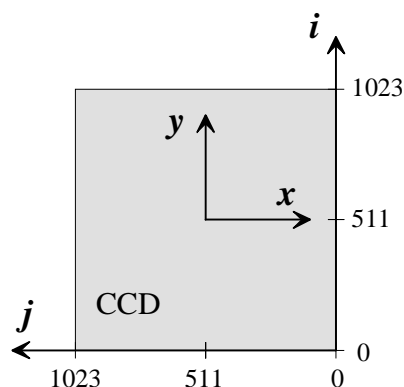


Figure 4.25: Repères des indices (i,j) et des coordonnées (x,y) dans le plan du détecteur

Nous supposons à présent que le détecteur est positionné dans le plan focal d'un télescope idéal (sans diffraction, ni aberrations) de focale $f = 1,65$ m. Nous identifions les pixels par les indices entiers (i,j) définis selon la figure 4.25, afin de retrouver une concordance avec le format final des images de vol. Les axes (x,y) correspondent aux axes du plan focal définis dans la figure 4.18.

Chaque pixel de $21 \mu\text{m}$ de côté a donc un champ de vue carré de $2,6$ arcsec de côté qui correspond à un angle solide $d\omega$ de $1,59 \cdot 10^{-10}$ sr. Le point central du pixel (i,j) correspond à l'image d'une onde plane orientée selon $(\theta_{x_i}, \theta_{y_j})$ sur laquelle est centré l'angle solide $d\omega$, appelé champ de vue idéal [4.18].

En tenant compte des relations (4.8), nous définissons la PSF du pixel de coordonnées (i,j) par la fonction $PSF_{CCD}(\theta_x, \theta_y, i, j)$ suivant l'équation (4.19).

$$PSF_{CCD}(\theta_x, \theta_y, i, j) = PSF_{pixel}(-f \cdot \text{tg}(\theta_x - \theta_{x_i}), -f \cdot \text{tg}(\theta_y - \theta_{y_j})) \quad (4.19)$$

4.6 Réponse spatiale de l'instrument

Afin de poursuivre l'élaboration d'un modèle de l'instrument, l'étape suivante consiste à évaluer la réponse du système résultant de l'association du détecteur avec le télescope. Nous supposons le détecteur positionné exactement au plan focal théorique du système optique. Les effets d'une défocalisation provoquée, par exemple, par l'expansion thermique de la structure du télescope ainsi que ceux de la courbure de champ seront abordés dans une autre section.

4.6.1 MTF

La seconde approche que nous avons détaillée lors de l'analyse des optiques et du détecteur repose sur l'utilisation des MTF du télescope aligné et du CCD idéal. Cette approche est très utile pour l'analyse de systèmes linéaires en cascade. Nous savons que, moyennant la propriété d'invariance, la MTF d'un système composé s'obtient par multiplication des MTF des sous-systèmes [4.17], ce qui nous donne l'équation (4.20).

$$MTF(f_x, f_y, Q) = MTF_{\text{télescope}}(f_x, f_y, Q) \cdot MTF_{\text{CCD}}(f_x, f_y) \quad (4.20)$$

La simple multiplication des MTF permet ainsi d'obtenir la MTF du système complet. En figure 4.26, sont représentées les courbes à mi-hauteur des différentes MTF pour chaque quadrant d'EIT. La courbe extérieure est la MTF du télescope seul (identique à la figure 4.22), la courbe intermédiaire est la MTF du CCD idéal (équ. (4.18)), et la courbe intérieure est la MTF résultante du système complet. Cette dernière courbe reste fort proche de celle du CCD. Même si la MTF du CCD idéal semble grossière par rapport à celle des optiques seules, on remarque que la combinaison de l'ensemble est néanmoins affectée par les défauts du système optique. Ces courbes de niveau à mi-hauteur nous indiquent les fréquences spatiales qui seront affectées par une modulation de 50% en intensité. Les fréquences spatiales contenues à l'intérieur de ces courbes présenteront une modulation comprise entre 1 et 0,5. Il est intéressant également de noter que la forme des sous-pupilles a moins d'importance sur la MTF du système complet, au vu de la faible qualité de la MTF du détecteur par rapport à celle des optiques. La fréquence de coupure, pour laquelle la MTF est nulle, reste inchangée et est celle du détecteur pris isolément (48 cycles/mm).

Cette formulation n'est pas complète car il n'est pas possible de retrouver la PSF à partir de la MTF [4.19]. Nous devons donc utiliser les PSF des sous-systèmes pour le calcul de la fonction R_θ .

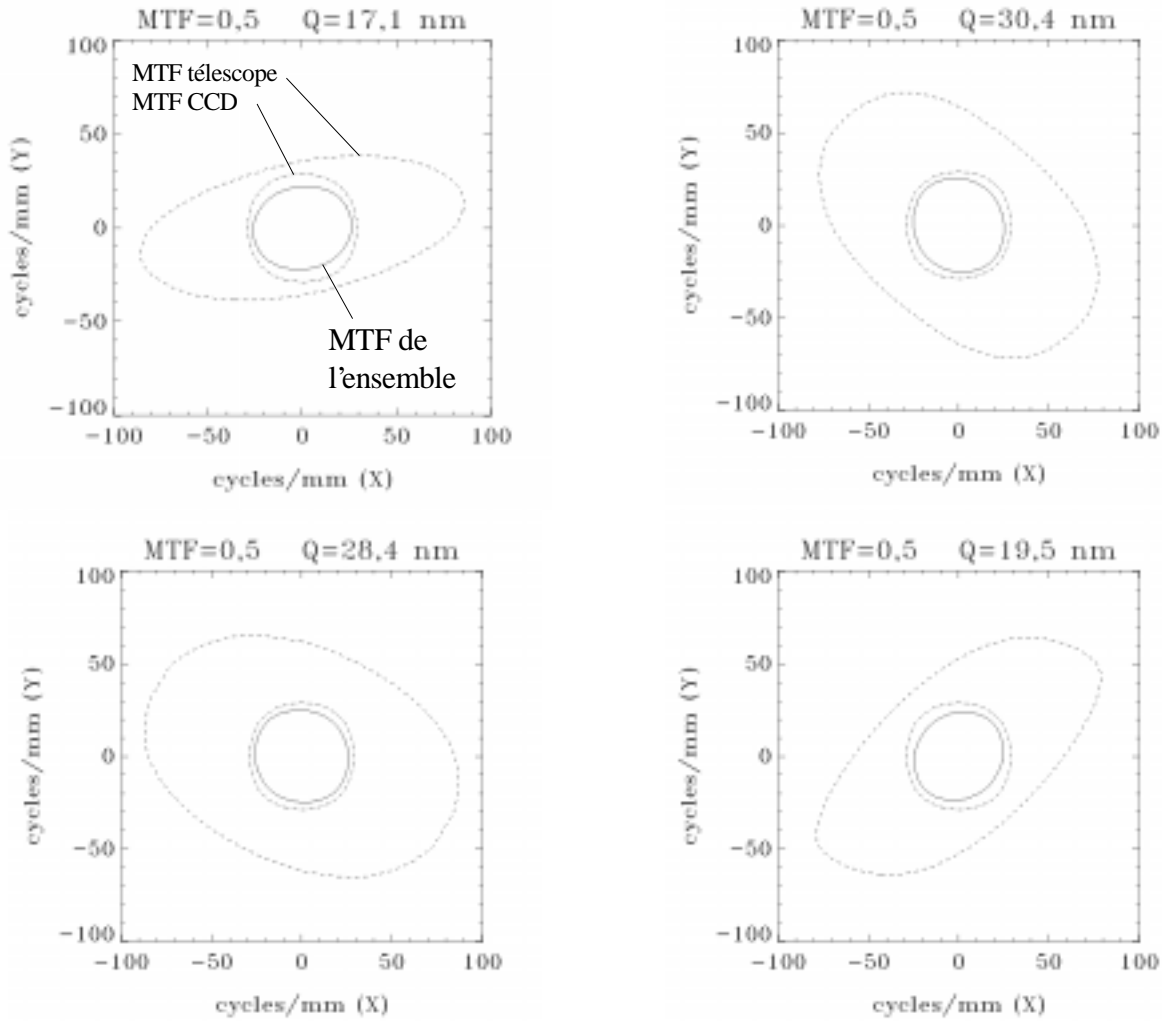


Figure 4.26: MTF de l'instrument complet avec le détecteur correctement focalisé.

4.6.2 Fonction de bande passante spatiale

Nous nous proposons ici d'établir la fonction de bande passante spatiale de l'instrument complet dans le formalisme présenté au chapitre 2. Etant donné les hypothèses d'invariance de la réponse dans le champ, la fonction R_θ sera identique pour tous les pixels. Cette hypothèse sera levée lors de l'étude de la défocalisation.

Avec un système optique idéal (sans diffraction ni aberrations), la fonction de bande passante spatiale du pixel (i,j) correspond à un palier unitaire dans le domaine $\theta_x \in [\theta_{x_i} - 1,3''; \theta_{x_i} + 1,3'']$ et $\theta_y \in [\theta_{y_j} - 1,3''; \theta_{y_j} + 1,3'']$ avec $(\theta_{x_i}, \theta_{y_j})$ les coordonnées centrales du champ de vue. Elle est directement définie par la fonction PSF_{CCD} de l'équation (4.19).

Le champ de vue effectif du pixel est en réalité affecté par la réponse propre des optiques. Elle provoque un étalement de la réponse qui permet

- d'une part à une partie des photons initialement incidents dans le champ de vue idéal d'être déviés vers les détecteurs voisins ;

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

- d'autre part, de capter des photons initialement orientés dans le champ de vue théorique des pixels voisins.

Cet étalement peut être caractérisé par l'étendue de la PSF d'un point image centré sur le bord du pixel, qui déborde sur les détecteurs voisins. Formellement, le champ de vue effectif d'un pixel correspond à une fonction poids qui va pondérer la radiance spectrale à l'entrée de l'instrument. Cette fonction de bande passante n'est autre que la convolution de la PSF du pixel et de la PSF du sous-télescope considéré, en utilisant les coordonnées angulaires qui définissent l'orientation de la radiance incidente.

La fonction de bande passante spatiale ou angulaire prend donc la forme (4.21), avec les fonctions $PSF_{t\acute{e}lescope}$ et PSF_{CCD} définies respectivement par (4.13) et (4.19).

$$R_{\theta}(\theta_x, \theta_y, i, j, Q) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} PSF_{t\acute{e}lescope}(\tilde{\theta}_x, \tilde{\theta}_y, Q) \cdot PSF_{CCD}(\theta_x - \tilde{\theta}_x, \theta_y - \tilde{\theta}_y) d\tilde{\theta}_x d\tilde{\theta}_y \quad (4.21)$$

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} PSF_{t\acute{e}lescope}(\tilde{\theta}_x, \tilde{\theta}_y, Q) d\tilde{\theta}_x d\tilde{\theta}_y = 1 \quad Q = 17,1 ; 19,5 ; 28,4 ; 30,4 \text{ nm} \quad (4.22)$$

En normalisant la fonction $PSF_{t\acute{e}lescope}$ avec l'expression (4.22), l'angle solide équivalent défini par l'intégrale de la fonction de bande passante dans l'hémisphère de variation de (θ_x, θ_y) est identique à l'angle solide $d\omega$ du champ de vue de l'instrument idéal. Mathématiquement, la fonction de bande passante (4.21) peut s'obtenir en passant dans le plan de Fourier, où cette opération correspond à une multiplication des OTF (équ (4.14)). Le résultat de cette convolution est représenté en figure 4.27, dans laquelle il convient de convertir les échelles spatiales exprimées en pixels par des multiples de 2,6 arcsec pour obtenir les variables (θ_x, θ_y) de la fonction de bande passante. La PSF du pixel idéal (ou son champ de vue idéal) est également superposée dans ces figures, de manière visualiser l'étalement du champ de vue effectif. Rappelons que le volume contenu sous cette surface idéale correspond à l'angle solide $d\omega$ du champ de vue idéal et est égal au volume sous la fonction de bande passante en vertu de la normalisation adoptée.

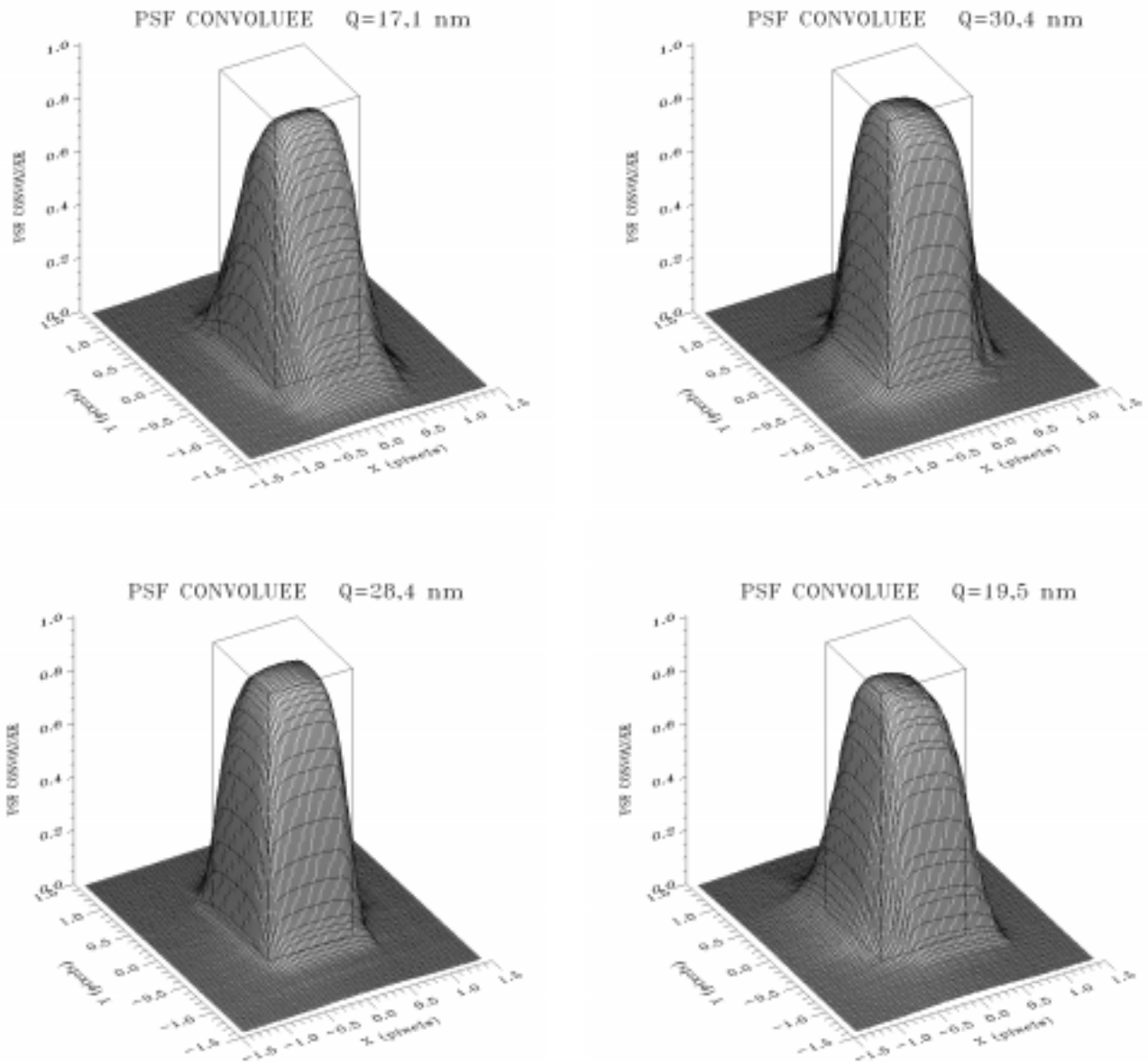


Figure 4.27: Convolutions des PSF 4 sous-télescopes par la PSF du détecteur idéal.

La qualité du système combiné peut être quantifiée en analysant les valeurs maximales des surfaces de la figure 4.27 et en calculant la surface interceptée par un plan horizontal à hauteur $R_\theta = 0,5$. Ces valeurs sont rassemblées dans la table (4.10).

Table (4.10): Valeur maximale de la fonction R_θ et proportion de l'angle solide théorique couvert par $R_\theta > 50\%$

Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
$\max(R_\theta)$	0,910	0,903	0,925	0,934
$R_\theta > 50\%$	93,7 %	95,1 %	98,0 %	98,2 %

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

Comme nous l'avions détecté lors de l'analyse du télescope seul, ces données mettent en évidence l'étalement plus important de l'angle de vue effectif du pixel lorsqu'il est éclairé par les quadrants 17,1 et 19,5 nm. Remarquons ici que l'effet des aberrations sur le système complet n'est pas du tout négligeable, ce qui démontre bien la nécessité de réduire au minimum l'erreur de front d'onde globale. Néanmoins, on peut conclure au vu de ces derniers résultats du système combiné que le système optique est bien adapté à la taille des pixels.

4.7 Perturbations induites par les supports des filtres aluminium

4.7.1 Introduction

Afin de conserver un maximum de flux EUV, l'épaisseur des filtres en aluminium doit être réduite autant que possible. En pratique, on utilise des films d'environ 150 nm d'épaisseur auxquels un support mécaniquement plus résistant doit être ajouté. Il s'agit dans notre cas d'une grille en fils de nickel, qui sous-tend toute la surface des filtres et leur confère une meilleure tenue mécanique aux vibrations et pressions différentielles, ainsi qu'une conductivité thermique accrue qui permet aux filtres d'entrée d'évacuer conductivement une partie du flux thermique absorbé vers la structure de l'instrument. Ces grilles opaques au rayonnement EUV provoquent des perturbations dans le faisceau optique collecté par l'instrument.

Le filtre d'entrée est le premier élément optique rencontré par le rayonnement EUV. Il est localisé à 465 mm du miroir primaire. Ce filtre, positionné avant le masque sélecteur, est en réalité constitué de 4 paires de filtres séparés qui recouvrent les 4 ouvertures des télescopes. Ce montage à l'entrée de l'instrument permet d'éviter l'entrée de rayonnement visible et infrarouge, mais également de réduire les effets perturbateurs de sa grille-support opaque. La conception de cette grille a été optimisée de manière à en minimiser les effets de diffraction. Le lecteur intéressé trouvera une discussion sur ce sujet en référence [4.6]. Seuls les effets des filtres de la roue et du filtre focal seront abordés dans la suite, ceux des filtres d'entrée seront négligés.

4.7.2 Le filtre focal

Le filtre focal est disposé à une distance $d = 14,5$ mm du plan focal. Cette proximité directe le rend fort susceptible de provoquer des perturbations "spatiales" dans la réponse de l'instrument. Sa grille-support est constituée de fils de nickel de 40 μm de diamètre avec des mailles de 440 μm de côté.

Une première évaluation théorique de l'effet de cette grille peut être obtenue par de simples considérations géométriques, en se référant au schéma de la figure 4.28. Supposons que l'instrument soit illuminé par des ondes planes, issues d'un point source à l'infini. Une onde incidente arrive sur le miroir primaire, représenté par le plan des pupilles du système optique ($z_0=0$), et est finalement transformée, après réflexion sur le miroir secondaire, en une onde sphérique convergente vers un point dans le plan focal ($z_0=f$). A l'emplacement du filtre ($z_0=f-d$), l'onde sphérique sous-tend un faisceau dont l'étendue géométrique correspond à une homothétie de la pupille de rapport d / f , avec f la distance focale, et d la distance axiale entre le plan focal et le plan du filtre. Nous supposons la grille-support comme étant opaque et sans épaisseur physique dans la direction de l'axe optique..

L'amplitude de l'onde convergente dans le plan (x_0, y_0) situé à une distance f du plan focal est la fonction pupille P définie en section 4.4.3.1. Si nous dénommons (u, v) les coordonnées spatiales dans le plan du filtre focal, soit $U(u, v, Q)$ l'amplitude de l'onde convergente dans ce plan qui est une fonction unitaire dans le faisceau et nulle en dehors (fig. 4.29)

La fonction U est dépendante du quadrant illuminé. Nous effectuons l'étude pour un quadrant, les résultats dans les autres sous-télescopes se déduiront par des opérations de symétrie, en ajustant la longueur d'onde.

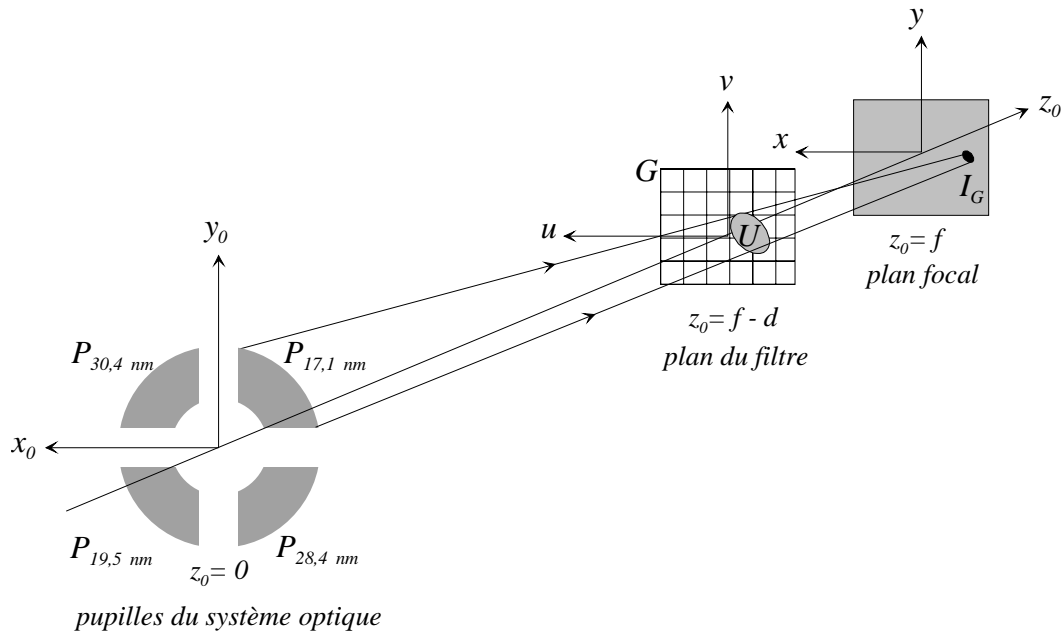
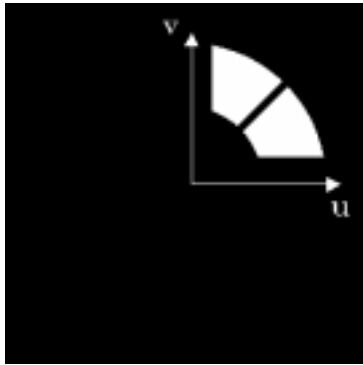


Figure 4.28: Propagation d'une onde plane incidente dans l'instrument EIT.

Dans un premier temps, nous supposons le système optique sans diffraction, avec une réponse impulsionnelle ponctuelle pour tous les points du champ. Ceci signifie que l'image d'une onde plane incidente est une PSF fonction de Dirac $\delta(x, y)$. Soit $G(u, v)$ l'obstruction produite par la grille. Nous définissons G comme une fonction unitaire dans les mailles, et nulle à l'emplacement des barreaux (fig. 4.30).



Figures 4.29: Etendue géométrique $U(u, v, Q=30,4 \text{ nm})$ du faisceau dans le plan du filtre focal ($U=0$ dans les zones noires, $U=1$ ailleurs)

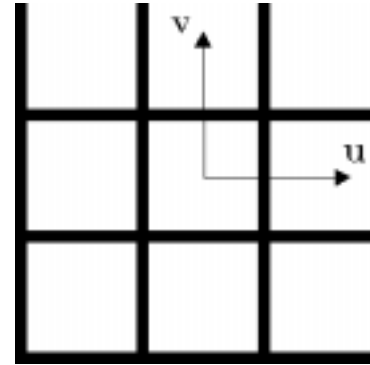


Figure 4.30: Obstruction $G(u, v)$ de la grille ($G=0$ dans les zones noires, $G=1$ ailleurs)

Dans le plan (u, v) , situé à 14,5 mm du plan focal, la grille du filtre vient masquer partiellement le faisceau. L'amplitude de l'onde dans le plan de la grille vaut le produit $U(u, v) G(u, v)$. Cette onde perturbée converge en un point dans le plan focal, qui constitue l'image du faisceau. L'intensité résultante I_G s'exprime sous la forme suivante (4.23):

$$I_G = \iint_{u,v} |U(u,v,Q) G(u,v)|^2 dudv \quad (4.23)$$

L'effet de masquage est variable suivant la position relative du faisceau, c'est-à-dire suivant l'angle d'incidence de l'onde plane. Pour un angle donné, une partie de l'énergie du faisceau est interceptée par la grille, ce qui provoquera une modulation de l'intensité des ondes qui convergent au plan focal. Nous nous proposons ici d'évaluer l'effet de la grille du filtre en calculant la carte d'intensité produite par la superposition d'une infinité d'ondes planes orientées de manière à couvrir tout le champ de l'instrument.

Pour différents angles de champ, l'étendue géométrique du faisceau $U(u,v)$ est simplement déplacée dans le plan (u,v) selon une translation (x,y) dépendant des angles de champ horizontal et vertical, alors que la grille est fixe. Formellement, la modulation en intensité obtenue dans le plan focal s'obtient simplement par l'intégrale (4.24).

$$I_{G1}(x,y,Q) = \iint_{u,v} |U(x-u,y-v,Q)G(u,v)|^2 dudv = \iint_{u,v} |U(x-u,v-y,Q)|^2 G(u,v) dudv \quad (4.24)$$

L'expression (4.24) nous fournit une carte de modulation produite par la grille, lorsque l'instrument est illuminé par une superposition d'ondes planes couvrant tout le champ. Nous avons supposé qu'un déplacement (x,y) du faisceau dans le plan de la grille correspond à un déplacement identique dans le plan focal, hypothèse qui se justifie par la distance très courte entre les deux plans (0,0145 m) en regard de la distance focale (1,65 m).

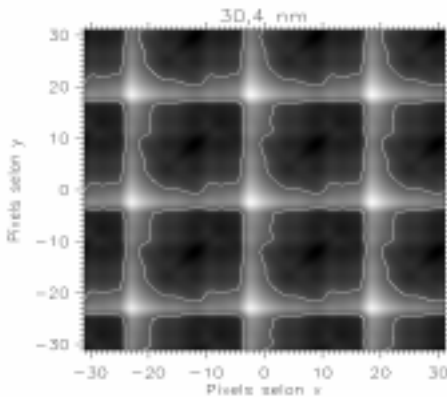


Figure 4.31: Modulation en intensité de la grille éclairée par le quadrant 30,4 nm

En figure 4.31 est représenté le résultat du calcul (4.24), en normalisant l'image de manière à obtenir une valeur moyenne unitaire. La courbe isocontour unitaire y est superposée, ce qui met en évidence la symétrie selon une diagonale du motif de grille produite par la forme particulière de la sous-pupille à 30,4 nm. Le motif de grille des autres sous-pupilles s'obtient par des opérations de symétrie. La modulation de la grille oscille autour de 1 entre 0,90 (régions sombres) et 1,22 (régions claires) ($\sigma = 0,06$). Soulignons que l'ombrage produit par la grille génère dans le plan focal un motif de grille en surbrillance, en raison de la configuration particulière des différents éléments.

Cette approche purement géométrique produit une modulation qui est plus importante que celle qui doit apparaître en réalité. La réponse impulsionnelle du système est la fonction $PSF_{\text{télescope}}$, qui représente l'étendue effective de l'image d'une onde plane dans le plan focal.

L'intensité I_G résultante dans le plan focal n'est pas définie par un point, mais par une tache qui présente une certaine étendue géométrique. D'autre part, une onde plane qui entre dans l'instrument sera dégradée par les optiques avant d'atteindre le plan de la grille considérée. Ces deux effets auront pour conséquence une modification de la modulation évaluée par l'expression (4.24).

Nous avons établi une formulation plus complète, basée sur les équations de propagation des ondes dans le système optique d'EIT. Ces développements sont repris en annexe 2. Ils ont l'avantage de

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

prendre en compte les effets de la diffraction de l'ouverture du télescope, les aberrations du système complet, et permettront d'introduire les PSF calculées en section 4.4.

Afin d'étudier l'impact de la grille sur l'onde convergente, il sera nécessaire de calculer le front d'onde après propagation jusqu'au plan du filtre focal, soit 14,5 mm avant le plan focal. Les équations de propagation de Fresnel [4.11] s'appliquent dans ce cas, ce qui permet d'exprimer le front d'onde après une propagation sur une distance axiale z_0 selon (4.25) :

$$U(u, v, Q) = \frac{e^{i\lambda z}}{i\lambda z} e^{j\frac{\pi}{\lambda z}[x_1^2 + y_1^2]} \iint_{x_0, y_0} U_0(x_0, y_0, Q) e^{i\frac{\pi}{\lambda z}[x_0^2 + y_0^2]} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda z}[x_0 u + y_0 v]} dx_0 dy_0 \quad (4.25)$$

Les développements de l'annexe 2 sont basés sur cette équation. Les résultats s'expriment sous forme d'une distribution d'intensité $I_{G3}(x, y, Q)$ (équ. (a2.5)) dans le plan focal qui correspond à l'image d'une somme d'ondes planes couvrant tout le champ de vue. Ils sont représentés dans chaque quadrant en figure 4.32, dans une sous région de 62 x 62 pixels. Les régions claires correspondent à une modulation en surintensité. Ces cartes de modulation ont été normalisées de manière à avoir une moyenne unitaire. Formellement, la moyenne devrait correspondre au facteur d'obstruction de la grille, mais cet effet a déjà été introduit dans les fonctions de calibration des filtres M_{GFA} .

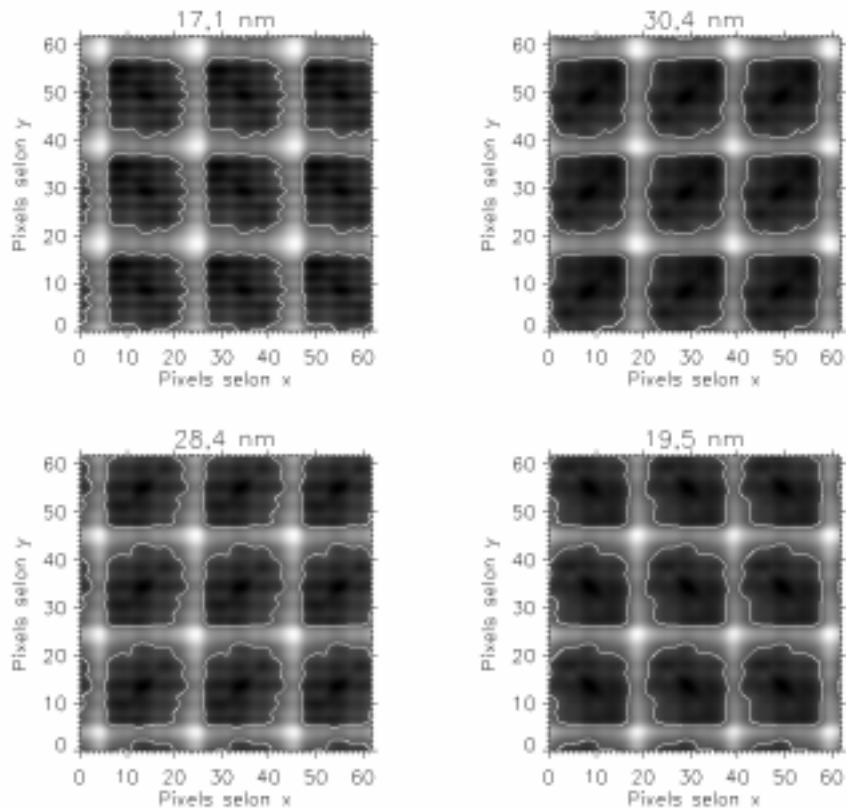


Figure 4.32: Cartes de modulation d'intensité produites par la superposition d'une série d'ondes planes illuminant la grille du filtre focal, avec l'isocontour unitaire en superposition qui met en évidence certaines symétries du motif d'un quadrant à l'autre

Chapitre 4

Une comparaison quantitative peut être effectuée sur base des valeurs extrêmes des cartes de modulation. Elle est présentée en table (4.11), où σ représente la déviation standard des différentes valeurs de la modulation de chaque carte.

Table (4.11): Modulations du support du filtre focal

Quadrant	Minimum	Maximum	σ
17,1	0,887	1,220	6,7 %
19,5	0,906	1,206	5,5 %
28,4	0,896	1,208	5,8 %
30,4	0,904	1,214	6,2 %

Ces résultats théoriques reposent sur les hypothèses suivantes :

- la grille n'a pas d'épaisseur physique, sinon des réflexions dues à une incidence rasante pourraient se produire ;
- la grille du filtre est parfaitement régulière ;
- la PSF perturbée par la grille n'est affectée qu'en amplitude et reste non perturbée spatialement, alors qu'un étalement supplémentaire devrait être pris en compte ;
- les cartes d'erreur de front d'onde sont valables sur tout le champ, alors qu'en réalité elles correspondent à un seul point de mesure dans le champ ;
- la MTF ou la réponse du CCD correspond à un détecteur idéalisé ;
- le changement d'échelle spatiale entre le plan du filtre et le plan de la grille est négligé, alors que les cartes des figures (4.4) devraient être réduites d'un facteur $\frac{f-d}{f}$, fort proche de l'unité.

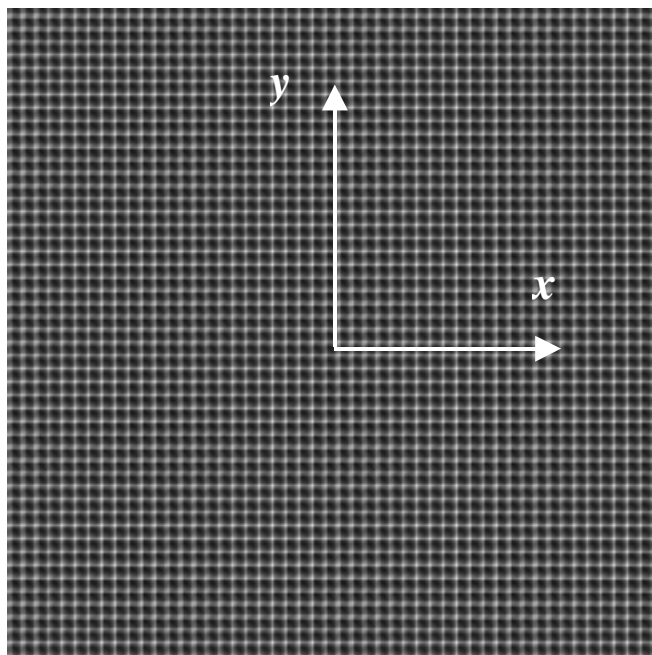


Figure 4.33: Modulation théorique de la grille focale dans le quadrant 17,1 nm sur toute la surface du détecteur

La fonction $I_{G3}(x, y, Q)$ permet donc d'établir une carte sur tout le CCD. En moyennant cette fonction dans le domaine spatial (x, y) de chaque pixel, nous pouvons définir une matrice de modulation de 1024 x 1024 composantes, qui prend l'aspect de la figure 4.33, où nous avons représenté la carte du quadrant 17,1 nm dans l'entièreté du champ de vue, à partir d'une réplique du motif élémentaire de la figure 4.32.

La position réelle de la grille du filtre focal avant la mise en orbite de l'instrument n'est pas connue avec suffisamment de précision pour être introduite dans cette première étude. Pour obtenir cette information, il serait nécessaire de connaître la position d'un barreau par rapport au détecteur avec une précision de l'ordre de la taille d'un pixel, ce qui n'est pas envisageable au vu des tolérances de montage du design mécanique. Il apparaît dès lors impossible d'obtenir à ce stade de l'étude une fonction de calibration directement utilisable. Néanmoins, sur base des premières images solaires, il devrait être aisé de repérer la modulation de la grille et de fixer ainsi la position du filtre dans notre modélisation.

Les images de vol pourront être corrigées de cette modulation à partir d'une simple division du signal $S(i,j)$ par la modulation moyenne du pixel (i,j) définie par $I_{G3}(x_i, y_j, Q)$. Ceci nous permet de définir la fonction de calibration M_{GFA2} suivant l'expression (4.26)

$$M_{GFA2}(i, j, Q) = I_{G3}(x_i, y_j, Q) \Big|_{z_0=f-14,5mm} \quad (4.26)$$

En pratique, cette correction pourra s'effectuer par simple opération matricielle.

4.7.3 Les filtres de la roue

Les 4 filtres de la roue comportent chacun une grille-support identique à celle du filtre focal. Disposées à une distance de 30 mm du plan focal, ces grilles vont aussi produire une modulation. Les développements décrits pour le filtre focal s'appliquent également dans ce cas, en prenant $d = 30$ mm. Le calcul complet de la fonction $I_{G3}(x, y, Q)$ décrit en annexe 2 permet d'obtenir les résultats de la figure 4.34, où les zones claires correspondent à une modulation en surintensité.

C'est également un motif de grille en surbrillance que provoque l'ombrage du support du filtre. Ce motif présente un étalement plus important que celui de la grille du filtre focal, la grille-support étant plus éloignée du plan focal.

Les valeurs extrêmes de la modulation dans chaque quadrant sont listées en table (4.12). La variation est moindre que celle obtenue pour le filtre focal en raison de l'éloignement du filtre par rapport au plan focal.

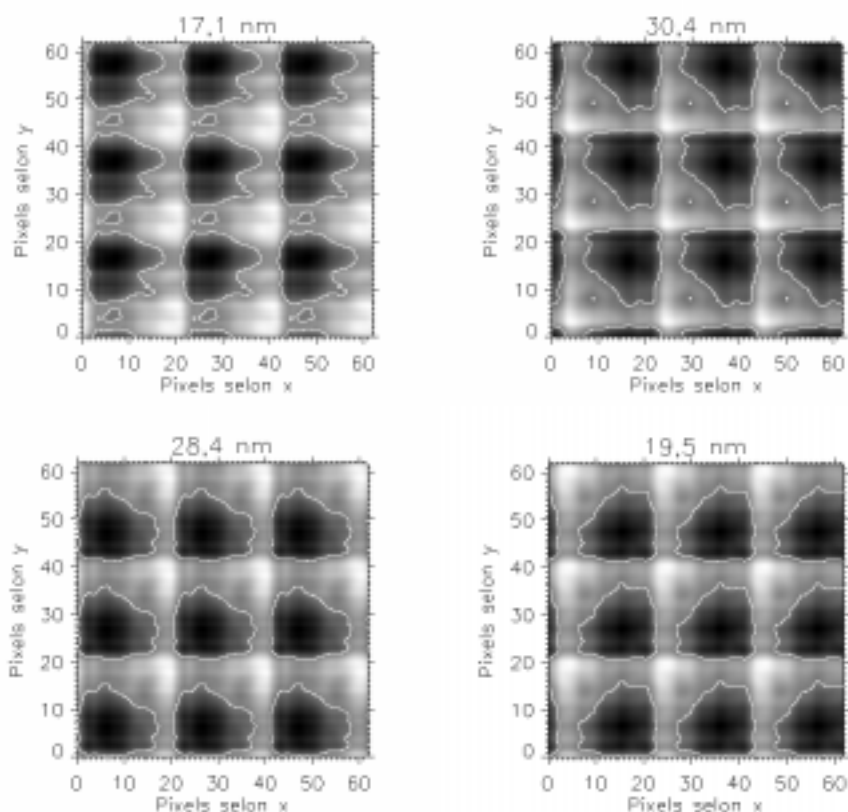


Figure 4.34: Cartes de modulation d'intensité produites par la superposition d'une série d'ondes planes illuminant la grille de la roue à filtres, avec l'isocontour unitaire en superposition

Table (4.12): Modulations du support d'un filtre de la roue

Quadrant	Minimum	Maximum	σ
17,1	0,920	1,076	3,7 %
19,5	0,935	1,073	3,2 %
28,4	0,934	1,076	3,2%
30,4	0,943	1,072	2,7 %

A nouveau, la position relative de la grille des filtres par rapport aux pixels du détecteur de la roue n'est pas connue avec suffisamment de précision pour permettre d'établir une fonction de calibration directement utilisable. En plus des tolérances mécaniques, intervient la précision de repositionnement des filtres lorsque le mécanisme est activé. Seules les images de vol permettront de fixer ce paramètre dans la fonction de $G(u,v)$ pour chaque filtre P sélectionné et donc dans la fonction de calibration $M_{GFA3}(i,j,P,Q)$ que nous associons à cette modulation, définie selon l'expression (4.27).

$$M_{GFA3}(i,j,Q) = I_{G3}(x_i, y_j, Q) \Big|_{z_0=f-30mm} \quad (4.27)$$

4.8 Les effets de défocalisation

4.8.1 La défocalisation résultant de la courbure de champ

L'alignement du télescope a été optimisé sur un cercle d'angle de champ de 16 arcmin de rayon correspond en réalité à l'optimisation du positionnement du détecteur dans le plan focal correspondant à cet angle de champ.

L'alignement du télescope a été optimisé sur un cercle d'angle de champ de 16 arcmin. Cela signifie que le détecteur n'est correctement focalisé que pour ces points. Aux autres angles, la courbure de champ inhérente à la formule optique du télescope introduit une défocalisation, qui détériore la PSF.

Dans une première approche, l'impact de la défocalisation sur la qualité image peut être estimé par de simples considérations géométriques schématisées en figure 4.35. L'augmentation du diamètre de la tache image δd en fonction de la défocalisation δf pour un système optique d'ouverture D et de distance focale f peut s'estimer suivant (4.28).

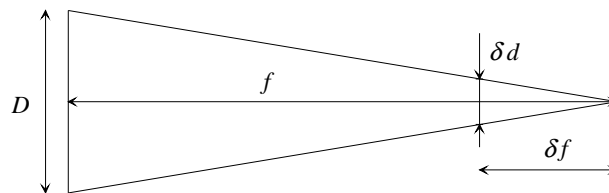


Figure 4.35: Représentation schématique du faisceau optique produisant l'image d'une onde plane

$$\delta d = \frac{D \cdot \delta f}{f} \quad (4.28)$$

Pour augmenter le diamètre de la tache image de la dimension d'un pixel, soit $21 \mu\text{m}$, il faut au minimum une défocalisation de $525 \mu\text{m}$, en prenant $D = 66 \text{ mm}$, soit la plus grande dimension de la pupille.

La défocalisation engendrée par la courbure de champ du télescope de Ritchey Chrétien a été calculée au moyen de programmes de tracé de rayon qui permettent d'évaluer l'étendue de la tache image dans les configurations souhaitées. En figure 4.36, nous avons représenté la défocalisation δf_{cc} calculée pour tous les angles de champ, sur base d'une référence à 16 arcmin où δf_{cc} est nulle. Notons que les extrémités des médianes et des diagonales du champ de vue correspondent respectivement à des angles de ± 22 arcmin et ± 31 arcmin, où la défocalisation atteint $-126 \mu\text{m}$ et $-411 \mu\text{m}$. Optimiser la focalisation à 16 arcmin permet ainsi de répartir au mieux l'erreur dans tous les points du champ. Une valeur négative de δf_{cc} correspond à un déplacement du point de focalisation vers les miroirs, soit une réduction de la distance focale nominale. Sur cette figure, nous avons également superposé l'augmentation du diamètre de la tache image correspondante obtenue selon (4.28). On peut voir que dans les coins du champ, l'accroissement du diamètre du spot peut atteindre $16 \mu\text{m}$, ce qui n'est plus négligeable en présence de pixels de $21 \mu\text{m}$.

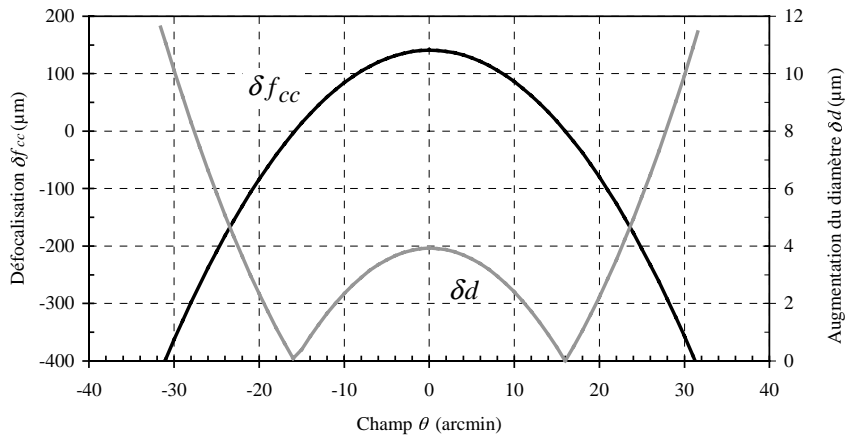


Figure 4.36: Défocalisation produite par la courbure de champ

La défocalisation obtenue δf_{cc} (fig.4.36) exprimée en μm peut être approchée par le polynôme (4.29) avec $a=-0,56$ $b=0,10$ $c=140,83$ et θ l'angle de champ exprimé en arcmin. La surface focale est alors approchée par un paraboloïde de révolution autour de l'axe optique.

$$\delta f_{cc}(\theta) = a \cdot \theta^2 + b \cdot \theta + c \quad (4.29)$$

L'impact de cette défocalisation sur la réponse des optiques sera inclus dans l'étude de la fonction de bande passante globale du système complet, après avoir caractérisé l'autre facteur de défocalisation.

En pratique, l'alignement du télescope et les mesures interférométriques ont été effectués sur une surface de référence matérialisant le plan focal sur un support monté à la place de la caméra. Lors de la phase d'intégration de l'instrument, la position du CCD a été comparée à cette surface de référence au moyen d'un microscope focalisé successivement aux 4 coins du détecteur. De ces mesures ont été déduites les dimensions précises d'une cale d'épaisseur qui a été insérée entre la section télescope et la caméra. Par la suite, aucune vérification du bon alignement n'a pu être réellement effectuée, car nous ne disposons pas d'un faisceau EUV correctement collimaté. La confirmation du bon alignement ne pourra être obtenue que sur des images solaires, après la mise en orbite du télescope. Nous pouvons néanmoins évaluer l'erreur nominale engendrée par cette procédure. En adoptant une précision de mesure de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ lors de la comparaison de la surface de référence avec celle du détecteur, et en combinant cette valeur aux résultats du contrôle métrologique après fabrication de la pièce, nous pouvons estimer que l'erreur sur l'épaisseur ne dépasse pas $20 \mu\text{m}$. Face à une variation axiale de la surface focale de plus de $500 \mu\text{m}$, cette valeur reste acceptable.

4.8.2 La défocalisation thermique

4.8.2.1 Introduction

Les optiques et le montage opto-mécanique des éléments du télescope sont définis pour une température nominale de +20°C. Un système de contrôle thermique actif est installé sur le tube optique qui supporte les miroirs pour y maintenir une température de 20°C. Des écarts à cette température de référence sont probables. Parmi les causes d'un écart éventuel, citons la dérive des senseurs thermiques, une surchauffe éventuelle des mécanismes, une température d'équilibre trop élevée, une puissance insuffisante, ... Nous proposons ici quelques développements permettant d'étudier la sensibilité de la qualité image avec les variations de température.

4.8.2.2 Evaluation de la défocalisation thermique

Utilisant l'apex du miroir secondaire comme référence mécanique, nous pouvons exprimer la distance f_2 entre cette référence et le plan focal théorique du télescope en fonction des rayons de courbure des miroirs (R_1 et R_2) et de la distance primaire-secondaire (d_{12}) suivant l'expression (4.30).

$$f_2 = \frac{1}{\frac{2}{R_1 - 2d_{12}} - \frac{2}{R_2}} \quad (4.30)$$

Rappelons les données numériques du télescope: $R_1=1,10086$ m; $R_2=0,5376$ m; $d_{12}=0,37125$ m. La figure 4.37 schématise les différents éléments et distances pris en compte dans cette étude.

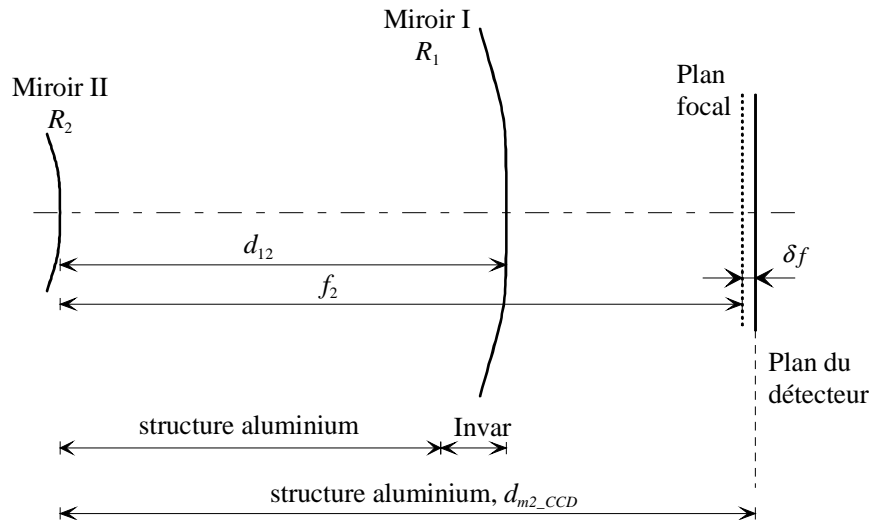


Figure 4.37: Configuration des éléments du télescope

Les miroirs sont en Zérodur, ce qui leur confère une très grande stabilité dimensionnelle lors des variations de température. L'effet de déformation thermique des miroirs sera négligé dans l'étude qui suit, en raison de la très faible expansion thermique du Zérodur.

Chapitre 4

Une variation de la température de l'ensemble, que nous supposons à température uniforme, va provoquer un déplacement du détecteur, ainsi qu'une modification de la position du plan focal induite par la variation de la distance primaire-secondaire. La combinaison de ces deux déplacements permet d'évaluer la défocalisation résultante.

La distance entre l'apex du miroir secondaire et le détecteur vaut nominalelement f_2 . Structurellement, ces éléments sont maintenus entre eux par des éléments en aluminium. A une élévation de température, correspond un éloignement du détecteur par rapport à la référence (apex II). La distance apex II - détecteur peut être évaluée selon (4.31), avec α le coefficient de dilatation thermique de l'aluminium et ΔT la variation de température:

$$d_{m2_CCD}(\Delta T) = f_2 \cdot (1 + \alpha \Delta T) \quad (4.31)$$

D'autre part, nous pouvons évaluer le déplacement du plan focal à partir de la variation de la longueur de la partie en aluminium qui maintient les deux miroirs entre eux (en décomptant les pattes en Invar du miroir primaire). Cette longueur varie avec la température suivant l'expression (4.32). Notons que dans ce cas, à une élévation de température correspond un rapprochement de la surface focale, contrairement au détecteur qui s'en écarte.

$$d_{m2_plan_focal}(\Delta T) = \frac{1}{\frac{R_1 - 2 \cdot (0,33125 \cdot (1 + \alpha \Delta T) + 0,04)}{2} - \frac{2}{R_2}} \quad (4.32)$$

La défocalisation résultante δf_{th} s'évalue par la différence des distances d_{m2_CCD} par $d_{m2_plan_focal}$ et s'exprime selon (4.33).

$$\delta f_{th}(\Delta T) = d_{m2_CCD}(\Delta T) - d_{m2_plan_focal}(\Delta T) \quad (4.33)$$

Un $\Delta T > 0$ produira ainsi une défocalisation $\delta f_{th} < 0$ négative. Cette situation correspond au "cercle focal" déplacé vers les miroirs, le détecteur étant reculé dans la direction opposée. La variation de la défocalisation avec les excursions de température est représentée en figure 4.38

En combinant la relation géométrique (4.28) avec l'expression (4.33), nous pouvons estimer la dégradation du spot image en fonction de l'écart de température à la température nominale. Le résultat est représenté en figure 4.39. Par exemple, pour atteindre une augmentation de diamètre de l'ordre d'un pixel de 21 μm , il faut un écart de température de 6,2°C (qui correspond à une défocalisation de 525 μm). Le contrôle thermique actif devrait permettre d'assurer une régulation stable à 0,4°C, ce qui reste bien en deçà des limites de dégradation détectables. D'autre part, ces résultats nous indiquent que des variations de $\pm 1^\circ\text{C}$, qui représentent plus du double de ce qui est prévu par le système de contrôle, ne produiront pas un élargissement du spot supérieur à 3 μm .

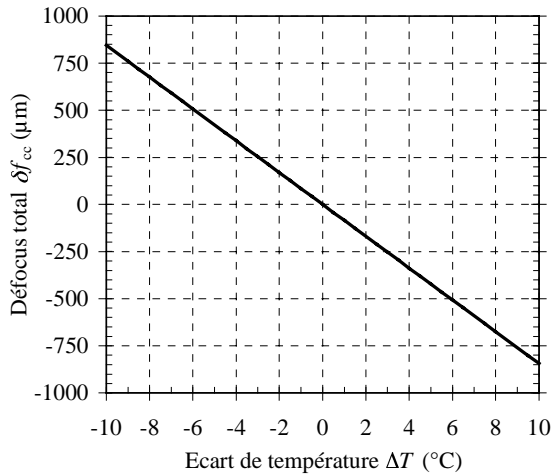


Figure 4.38: Défocalisation introduite par un écart de température par rapport à la température nominale (20°C)

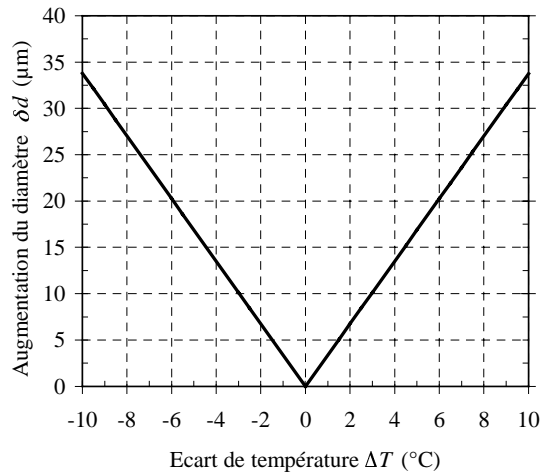


Figure 4.39: Augmentation du diamètre de la tache image en fonction de l'écart de température par rapport à la température nominale (20°C)

4.8.3 Les fonctions de bande passante spatiale

La modification de la réponse du système optique en présence d'une défocalisation peut être évaluée plus finement que ce qui a été proposé avec la relation géométrique, en utilisant les lois de propagation de Fresnel. Ces lois ont été détaillées en annexe 2. Elles permettent d'évaluer le front d'onde dans le système optique, dans le cadre des restrictions imposées par l'approximation de Fresnel, qui respectent la condition de proximité du plan focal. En utilisant la relation (4.25), avec $z_0 = f + \delta f$, nous pouvons calculer l'intensité du front d'onde sur le détecteur, en fonction d'une défocalisation déterminée.

A titre d'exemple, nous obtenons pour $\delta f = -525 \mu\text{m}$ ($\Delta T=6,2^\circ\text{C}$) et $\lambda = 30,4 \text{ nm}$ et $17,1 \text{ nm}$, les taches images représentées en figures 4.40 et 4.41 ("DT=6,2°C"). Ces résultats sont à comparer aux taches correctement focalisées dans ces mêmes figures ("DT=0°C"), qui sont équivalentes aux fonctions représentées précédemment en figure 4.20. Sur ces nouvelles figures, nous n'avons représenté que les intensités supérieures à 5 % du maximum (régions noires), afin de comparer l'étendue du spot avec et sans défocalisation. La défocalisation introduite correspond bien à une augmentation du diamètre de la tache de l'ordre de un pixel, comme nous l'avions déduit des considérations géométriques exposées plus haut. Notons que les résultats décrits dans ces figures n'incluent pas la réponse du détecteur. Il s'agit d'une représentation de la fonction $PSF_{\text{télescope}}$.

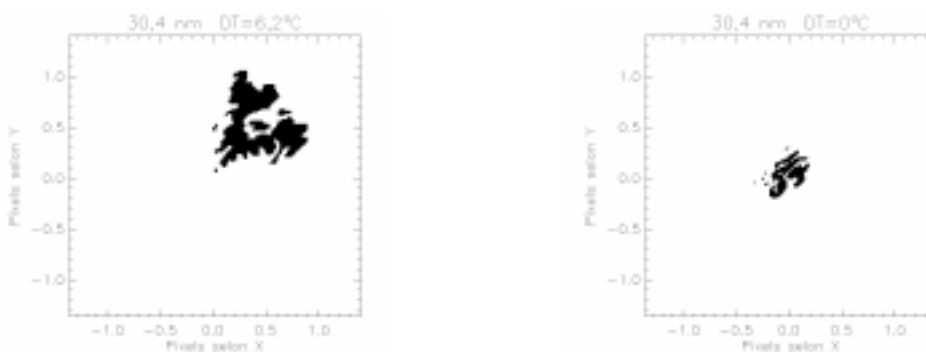


Figure 4.40: Cartes d'intensités de la PSF supérieures à 5 % du maximum, à 30,4 nm, avec une défocalisation correspondant à $\Delta T=6,2^\circ\text{C}$, et sans défocalisation

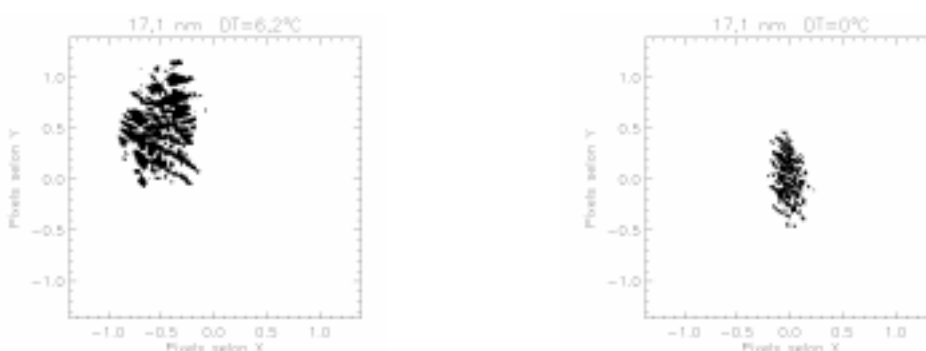


Figure 4.41: Cartes d'intensités de la PSF supérieures à 5 % du maximum, à 17,1 nm, avec une défocalisation correspondant à $\Delta T=6,2^\circ\text{C}$, et sans défocalisation

Par ailleurs, nous pouvons remarquer qu'en plus d'un étalement, apparaît un décentrement du spot avec la défocalisation. Ceci s'explique par le décentrement symétrique des 4 sous-télescopes, pour lesquels une défocalisation décentrera le spot de façon également symétrique dans chaque quadrant. En pratique, sur des images solaires, si l'on observe un décentrement symétrique du soleil dans les quatre quadrants, il pourra être attribué à une mauvaise focalisation. L'orientation du décentrement renseignera sur le sens de la défocalisation. Comme indiqué schématiquement en figure 4.42, où C représente le décentrement de la pupille considérée (45 mm), nous retrouvons un déplacement du spot image δc qui vaut $\delta f C / f$.

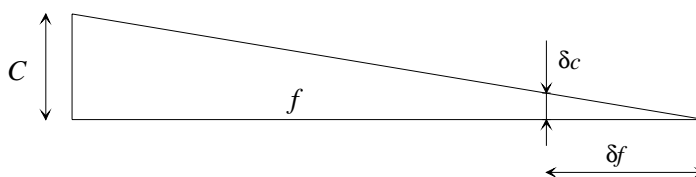


Figure 4.42: Décentrement δc induit par un défocus δf et un décentrement initial de la pupille C

Dans le cas d'une élévation de température de $6,2^\circ\text{C}$, nous obtenons un déplacement de $14\ \mu\text{m}$ suivant une direction diagonale, soit une fraction de pixel. Entre deux quadrants tels que 17,1 et 30,4 nm, l'écart entre les images dépassera la taille du pixel ($28\ \mu\text{m}$).

Ce décentrement de la réponse est également présent avec la défocalisation introduite par l'aberration de courbure de champ qui affecte toutes les images. Dans la partie intérieure du disque solaire ($\theta < 16$ arcmin), le défocus varie de 0 ($\theta = 16$ arcmin) à $141\ \mu\text{m}$ ($\theta = 0$ arcmin), et le décentrement passera par conséquent de 0 à $2,7\ \mu\text{m}$; ce qui reste minime vis-à-vis des pixels de 21

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

μm . Cet effet de distorsion est inclus dans le calcul de la fonction $PSF_{\text{t\u00e9lescope}}$ obtenu par le calcul du front d'onde U au moyen des relations (4.25) ou (a2.3).

Afin d'\u00e9tablir une formulation g\u00e9n\u00e9rale pour les deux types de d\u00e9focalisation, nous d\u00e9finissons la fonction de d\u00e9focalisation $\delta f(\theta_x, \theta_y, T)$ qui reprend \u00e0 la fois les effets thermiques et les effets d'aberration dans le champ. Elle est donc fonction de la temp\u00e9rature T (en $^{\circ}\text{C}$) et de l'orientation (θ_x, θ_y) (en arcmin) de l'onde plane incidente.

$$\delta f(\theta_x, \theta_y, T) = \delta f_{cc}(\sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}) + \delta f_{th}(T - 20) \quad (4.34)$$

$\delta f_{cc}(\theta)$ et $\delta f_{th}(\Delta T)$ ont \u00e9t\u00e9 d\u00e9finies pr\u00e9c\u00e9demment par les expressions (4.29) et (4.33).

Pour d\u00e9finir la r\u00e9ponse $PSF_{\text{t\u00e9lescope}}$ affect\u00e9e d'une d\u00e9focalisation δf , nous repartons de l'\u00e9quation (a2.3) (annexe 2) qui permet d'exprimer la PSF en intensit\u00e9 selon (4.35), avec λ la longueur d'onde centrale du quadrant Q \u00e9tudi\u00e9.

$$PSF_{\text{t\u00e9lescope}}(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T) = \left| \frac{e^{\frac{i2\pi}{\lambda}z}}{i\lambda z} e^{i\frac{\pi}{\lambda z}[u^2+v^2]} \mathcal{F} \left(U_0(x_0, y_0, Q) e^{i\frac{\pi}{\lambda z}[x_0^2+y_0^2]} \right) \right|_{\substack{f_x = \frac{u}{\lambda z} \\ f_y = \frac{v}{\lambda z} \\ z = f + \delta f(\theta_x, \theta_y, T) \\ u = f \cdot \text{tg}(\theta_x) \\ v = f \cdot \text{tg}(\theta_y)}}^2 \quad (4.35)$$

L'effet des deux types de d\u00e9focalisation dans l'\u00e9quation de r\u00e9ponse instrumentale s'introduit au moyen d'une modification de la PSF des optiques, qui est donc variable avec la temp\u00e9rature et les angles de champ. L'int\u00e9grale de convolution (4.21) qui d\u00e9finit R_{θ} est modifi\u00e9e selon la formule (4.36), o\u00f9 appara\u00eet la d\u00e9pendance avec la temp\u00e9rature T .

$$R_{\theta}(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{2}{\pi} PSF_{\text{t\u00e9lescope}}(\tilde{\theta}_x, \tilde{\theta}_y, i, j, Q, T) PSF_{\text{CCD}}(\theta_x - \tilde{\theta}_x, \theta_y - \tilde{\theta}_y, i, j) d\tilde{\theta}_x d\tilde{\theta}_y \quad (4.36)$$

Cette formulation rend compte \u00e0 la fois de l'\u00e9talement du spot et du d\u00e9centrement provoqu\u00e9 par les \u00e9carts de temp\u00e9rature par rapport aux 20°C de r\u00e9f\u00e9rence ainsi que par l'aberration de courbure de champ. La contribution du d\u00e9centrement variable dans le champ correspond \u00e0 la distorsion du syst\u00e8me optique. Les effets des autres aberrations du t\u00e9lescope align\u00e9 ainsi que dans une moindre mesure, l'influence de la diffraction sont \u00e9galement inclus dans l'expression (4.36). Rappelons \u00e0 nouveau que la fonction $PSF_{\text{t\u00e9lescope}}$ doit \u00eatre normalis\u00e9e selon l'expression (4.22).

A la temp\u00e9rature nominale, nous avons repr\u00e9sent\u00e9 en figure 4.43 la valeur maximale des fonctions R_{θ} en fonction de l'angle de champ central de chaque pixel, en faisant varier (θ_x, θ_y) dans le domaine angulaire de chaque pixel \u00e0 17,1 nm et \u00e0 30,4 nm. Dans le cas id\u00e9al, cette fonction est

Chapitre 4

constante et unitaire dans l'angle de champ théorique du pixel. En pratique, l'angle de champ est agrandi par les défauts du système optique et la fonction de bande passante a une valeur inférieure à l'unité, variable avec (θ_x, θ_y) . Lorsque la température s'écarte de sa valeur nominale, la défocalisation change en tout point du détecteur. Comme dans notre exemple précédent, nous avons évalué la fonction de bande passante spatiale pour $T=26,2^\circ\text{C}$.

Les extrema des valeurs maximales de la fonction de bande passante sont repris dans la table (4.13). Notons qu'à la température nominale, le champ de vue le plus étalé se situe aux pixels des coins qui subissent la plus forte dégradation due à la courbure de champ, et soulignons la bonne qualité de la réponse pour un champ de 0 à 16 arcmin. Remarquons également que les plus courtes longueurs d'onde ont des performances moins bonnes.

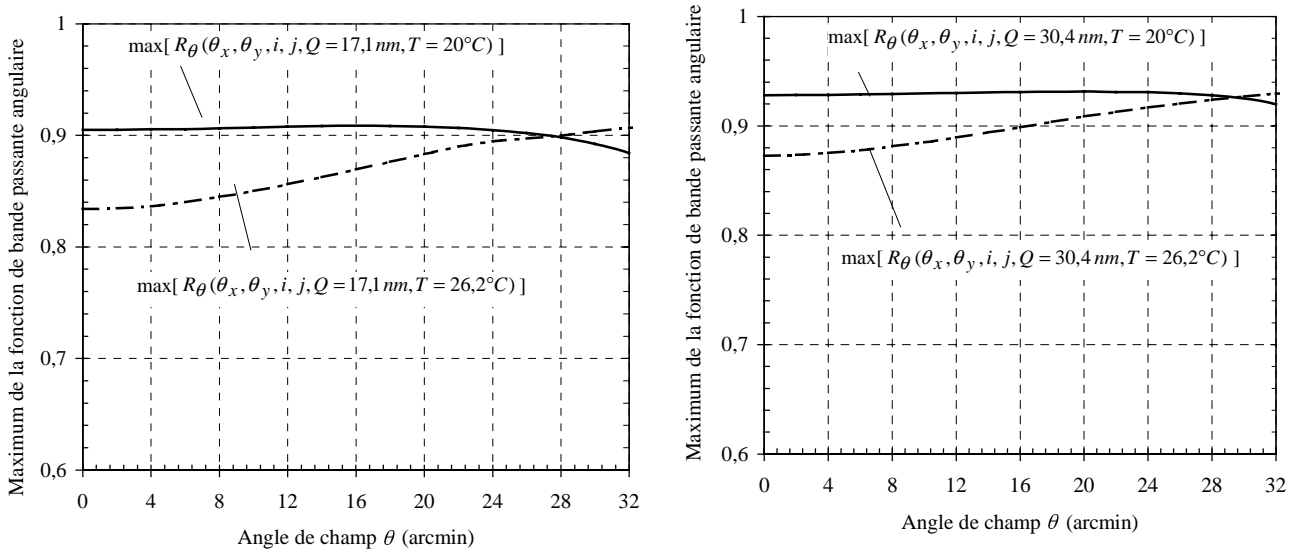


Figure 4.43: Valeurs maximales de la fonction $R_\theta(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T)$ pour les quadrants $Q=17,1$ et $30,4\text{ nm}$ à $T=20$ et $26,2^\circ\text{C}$, en fonction de l'angle de champ θ

Table (4.13): Valeur maximum de la fonction de bande passante

Q	T	Maximum (θ)	Minimum (θ)
17,1 nm	20°C	0,91 (16 arcmin)	0,88 (31 arcmin)
17,1 nm	$26,2^\circ\text{C}$	0,91 (31 arcmin)	0,83 (0 arcmin)
30,4 nm	20°C	0,93 (16 arcmin)	0,92 (31 arcmin)
30,4 nm	$26,2^\circ\text{C}$	0,93 (31 arcmin)	0,87 (0 arcmin)

En figures 4.44 et 4.46, nous avons représenté la fonction R_θ pour un pixel du champ à 16 arcmin, avec $T=26,2^\circ\text{C}$. Sur cette figure, le carré de 2,6 arcsec de côté (" PSF_{CCD} ") indique le champ de vue idéal d'un pixel et la zone sombre est une image de la fonction poids d'intégration du champ de vue dans les conditions précitées. Son maximum correspond à la zone la plus sombre. La courbe " $R_\theta = 1\%$ " entoure la zone angulaire dans laquelle la fonction de bande passante est supérieure à 1%. Elle est à comparer au carré théorique et permet de visualiser le décentrement du champ de vue effectif. Les coordonnées θ_x, θ_y sont centrées sur le point central du champ théorique du pixel (i, j) considéré.

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

Une coupe horizontale de ces représentations (fig.4.44 et 4.46) pour l'ordonnée $\theta_y = 0$ arcsec est reprise en figures 4.45 et 4.47. Dans ces deux figures, on observe l'étalement de l'angle de vue du pixel considéré lorsque une défocalisation thermique apparaît à 16 arcmin de champ. Comme évalué dans l'approximation géométrique, nous constatons que l'étalement correspond approximativement à deux pixels suivant chaque axe ($R_\theta > 1\%$). De plus, le décentrement du centre de gravité de la fonction de bande passante suivant une diagonale apparaît bien, son orientation est définie par le quadrant Q considéré, son sens par le signe de l'écart de température et sa valeur est une fonction croissante de l'écart de température.

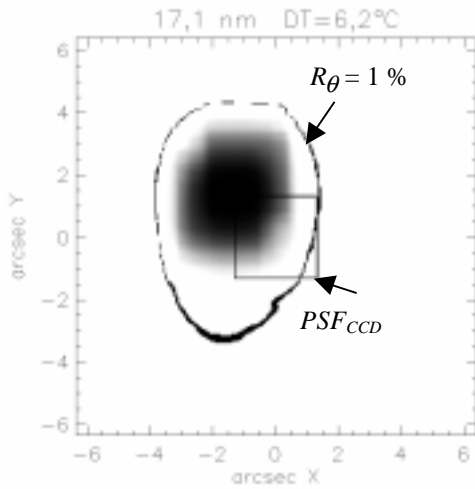


Figure 4.44: Fonction $R_\theta(\theta_x, \theta_y)$, i fixé, j fixé, $Q=17,1$ nm, $T=26,2^\circ\text{C}$

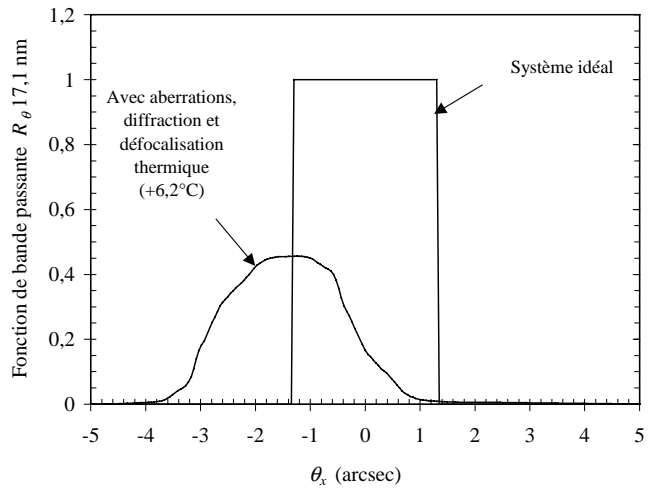


Figure 4.45: Coupe de R_θ pour $\theta_y = 0$ arcsec, soit $R_\theta(\theta_x, \theta_y=0)$, i fixé, j fixé, $Q=17,1$ nm, $T=26,2^\circ\text{C}$

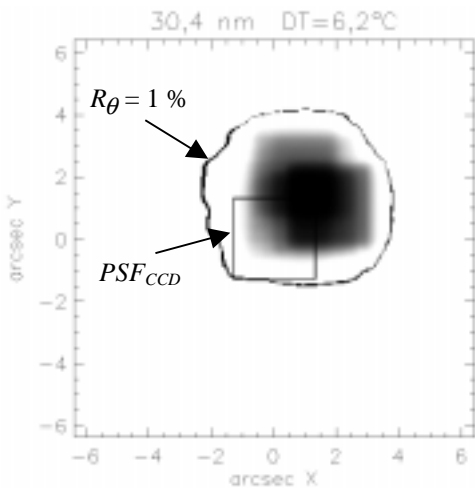


Figure 4.46: Fonction $R_\theta(\theta_x, \theta_y)$, i fixé, j fixé, $Q=30,4$ nm, $T=26,2^\circ\text{C}$

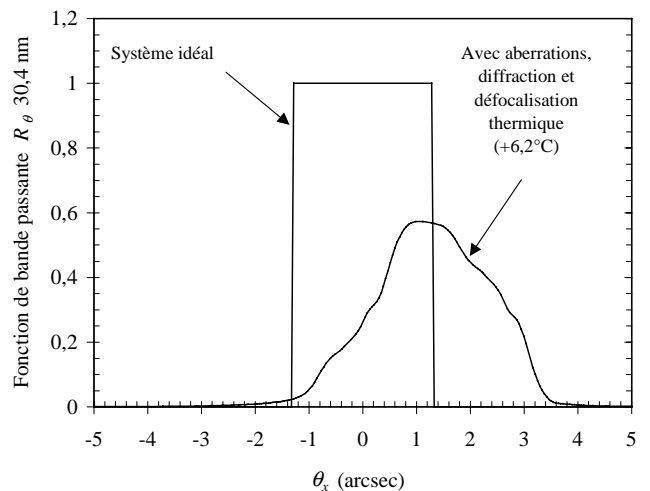


Figure 4.47: Coupe de R_θ pour $\theta_y = 0$ arcsec, soit $R_\theta(\theta_x, \theta_y=0)$, i fixé, j fixé, $Q=30,4$ nm, $T=26,2^\circ\text{C}$

Chapitre 4

En formulant de la sorte la fonction de bande passante spatiale de l'instrument, nous avons obtenu un résultat qui intègre tous les effets intervenant dans la définition de l'angle de vue d'un pixel. L'expression (4.59) constitue la définition finale de la fonction de bande passante spatiale de l'instrument. Elle a été établie sur base de considération théoriques et sur base de mesures interférométriques après alignement des miroirs. Rappelons à nouveau que les PSF du télescope adoptées dans cette formulation se rapportent initialement à un point du champ, elles résultent des seules mesures expérimentales disponibles. Nous avons évalué théoriquement les variations de la PSF en fonction du champ, pour tenir compte de l'aberration de courbure de champ.

La résolution de l'instrument peut être caractérisée au moyen de cette fonction de bande passante. Certains auteurs introduisent la notion de largeur à mi-hauteur du champ de vue instantané [4.16], qui correspond dans notre cas à $R_{\theta} = 0,5 \cdot \max(R_{\theta})$

4.9 Réponse spectrale du détecteur

4.9.1 La détection des photons EUV au moyen d'un détecteur CCD

Nous abordons ici l'étude de la réponse spectrale du détecteur. Le détecteur CCD d'EIT a été introduit au chapitre 2. Nous établissons ici sa fonction de bande passante spectrale, qui sera basée sur les mesures détaillées en référence [4.6].

Le détecteur est un CCD au silicium aminci et éclairé par l'arrière. La succession des différents transferts dans un détecteur CCD est représentée en figure 4.48. Le rendement global du détecteur est le produit de l'efficacité quantique d'interaction QE_i (photons interactifs/photons incidents), du rendement quantique idéal η_i (e-/photon interactif), de l'efficacité de collection de charges CCE (e- collectés/e- générés) et de l'efficacité de transfert de charges CTE (e- transférés / e- collectés). Ces 2 derniers paramètres sont optimisés, nous les supposons unitaires (par exemple, la CTE est estimée par le constructeur à 0,9999).

Les paramètres individuels de la chaîne complète (fig. 4.48) ne sont pas mesurables séparément. De cette chaîne, seuls 2 paramètres globaux seront estimés lors des mesures en laboratoire: l'efficacité quantique QE (photon détecté / photon) et le gain électronique G (e-/DN).

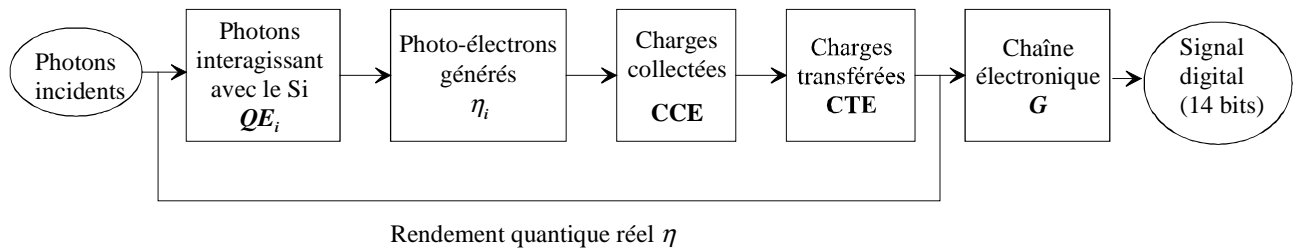


Figure 4.48: La formation du signal dans un CCD

Dans l'EUV, l'énergie des photons est supérieure au seuil photoélectrique E_{Si} du cristal de silicium, qui est de 1,12 eV (ou $1,79 \cdot 10^{-19}$ J). Un photon EUV peut donc créer plus d'une paire électron-trou. Le nombre d'électrons produits par un photon est directement proportionnel à son énergie et vaut dans le cas idéal η_i , défini selon l'équation (4.37) où c est la vitesse de la lumière et h la constante de Plank. Le rendement quantique idéal est exprimé en électrons générés / photons. Dans le silicium, ce nombre varie de 11 ($\lambda=30,4$ nm) à 20 ($\lambda=17,1$ nm) dans les différents quadrants d'EIT.

$$\eta_i(\lambda) = \frac{hc}{\lambda E_0} \quad E_0 = 5,84 \cdot 10^{-19} \text{ J}, \quad h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \quad (4.37)$$

En réalité tous les photons incidents n'interagissent pas avec le silicium qui absorbe intrinsèquement l'EUV. De plus, de pertes peuvent se produire lors de la collection et du transfert des charges vers la chaîne de lecture. Par conséquent le rendement quantique réel η est inférieur au rendement théorique qui est réduit d'un facteur appelé l'efficacité quantique QE , selon l'équation (4.38). Le rendement quantique réel donne le nombre d'électrons collectés et transférés par photon incident.

$$\eta = QE \cdot \eta_i \quad (4.38)$$

L'efficacité quantique prend en compte toutes les pertes qui affectent la formation du signal: l'efficacité quantique d'interaction (QE_i), l'efficacité de collection de charge (CCE) et l'efficacité de transfert de charge (CTE), comme l'indique l'équation (4.39).

$$QE = QE_i \cdot CCE \cdot CTE \quad (4.39)$$

Un important programme de mesure de l'efficacité quantique a été mis au point au NRL/LM et à l'IAS pour caractériser le détecteur CCD d'EIT avec son électronique de proximité. Ces mesures sont détaillées dans les références [4.22] [4.23] [4.6]. Les résultats principaux obtenus lors de ces campagnes de mesures sont résumés dans la table (4.14). Comme l'indiquent les résultats présentés, on peut conclure qu'approximativement un photon sur 3 seulement interagit avec le détecteur pour produire des photocharges qui contribuent au signal final.

Table (4.14): Mesures de l'efficacité quantique du détecteur

λ	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm	55,0 nm
$QE(\lambda)$	0,36	0,34	0,29	0,27	0,20

Ces mesures ont été très délicates à réaliser, car elles nécessitent l'utilisation d'une source EUV, le synchrotron, et d'un détecteur calibré, ici une photodiode au silicium, dont l'efficacité quantique n'est connue qu'à 10 % près. Additionnés aux 5 % d'incertitude sur la mesure du gain de la chaîne électronique, les valeurs de la table (4.14) sont connues avec une incertitude de 15 %. Notons que ces résultats sont globaux et affectent la réponse de tous les points du détecteur. Les variations de pixel à pixel sont prises en compte dans l'étude du "flat field", présentée dans la section suivante.

4.9.2 Fonctions de calibration et de bande passante spectrale du détecteur

Nous scindons la contribution de la réponse spectrale du détecteur en deux termes. Le premier est l'efficacité quantique, que nous interprétons comme fonction de type "bande passante", soit R_{CCD} , afin de prendre en compte la part de l'énergie réellement détectée dans les différents canaux. C'est l'efficacité quantique QE qui définit la proportion d'énergie incidente détectée. Bien que mesurée en 5 points seulement, nous adopterons un modèle obtenu par interpolation entre les points de mesure, comme illustré en figure 4.49.

$$R_{CCD}(\lambda) = QE(\lambda) \quad (4.40)$$

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

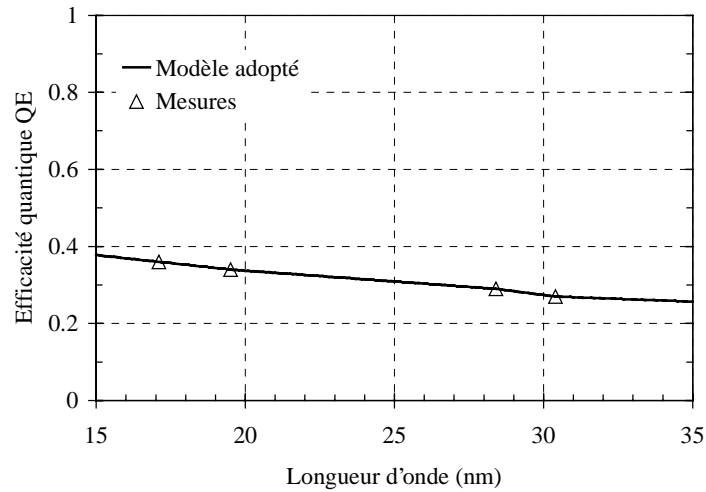


Figure 4.49: Efficacité quantique globale mesurée et modèle adopté

Le second terme intervenant dans la réponse convertit le signal mesuré S en photoélectrons soit M_{CCD1} . Il s'exprime suivant (4.41), comme le produit de G , le gain du détecteur (e-/DN), par l'énergie E_0 (J/e-) nécessaire pour générer une photocharge dans le cristal de silicium. Le gain résulte de l'ensemble de la chaîne électronique et du convertisseur analogique/digital. Il définit le nombre de photocharges collectées qui produisent un signal unitaire (1 DN). Le gain G s'exprime en e-/DN, et a été mesuré à 17 e-/DN dans les conditions nominales.

$$M_{CCD1} = G E_0 \quad (4.41)$$

Le facteur de calibration M_{CCD1} s'exprime en $J.DN^{-1}$. Il définit la calibration globale du détecteur, qui affecte de manière identique tous les pixels. Ce facteur est indépendant de λ , nous l'évaluons à $9,93 \cdot 10^{-18}$ J/DN. Les non-uniformités locales du détecteur seront incluses dans la seconde fonction de calibration du détecteur, M_{CCD2} , qui est discutée dans la section suivante.

Par ailleurs, nous avons établi les fonctions de calibration et de bande passante sur base d'une réponse linéaire, ce qui suppose implicitement qu'aucun phénomène de saturation n'apparaît dans la réponse. Le niveau théorique de saturation défini par le constructeur est supérieur à 150.000 e-, ce qui correspond à 8.823 DN.

4.10 Non-uniformités du détecteur

Un second aspect très important de la réponse spatiale du détecteur est la détermination des sensibilités relatives des différents pixels. De nombreux facteurs sont responsables de ces non uniformités. Les pixels ne sont pas tous identiques et leur volume sensible peut présenter des variations d'un pixel à l'autre, ce qui affecte directement leur réponse individuelle. Par exemple d'inévitables défauts apparaissent lors de la fabrication des CCD amincis, en particulier la phase d'amincissement est très délicate. Les erreurs d'alignement du masque photosensible lors de la fabrication du détecteur donnent lieu à des variations géométriques des pixels. Tous ces défauts individuels sont identifiés en illuminant la surface entière du détecteur au moyen d'un flux lumineux parfaitement uniforme, d'où son appellation "flat field".

Dans le cas du CCD d'EIT, quatre cartes de flat field sont nécessaires, les défauts pouvant avoir des effets différents selon la longueur d'onde. En pratique, un flux collimaté idéal illuminant tout le détecteur est très difficile à obtenir dans l'EUV dans les facilités de tests à la disposition du programme EIT. Néanmoins, le rayonnement synchrotron a été utilisé à cet effet dans la station d'essais à Orsay. Le flux issu du monochromateur n'étant pas parfaitement collimaté, il comporte des effets de diffraction, et n'est pas uniforme. Une série de mesures avec la caméra placée directement dans le faisceau a été effectuée, en imposant entre chaque image une translation de la caméra dans le plan focal. Moyennant la connaissance précise de ce déplacement, il a été possible [4.27] [4.6] de calculer la forme réelle du faisceau et d'en déduire les variations de la sensibilité du CCD. En pratique nous disposons d'une carte de "flat field" à 19,5 nm et une carte à 28,4 nm. Ces résultats seront supposés similaires pour les quadrants $Q = 17,1$ et $30,4$ nm, qui sont fort proches des deux longueurs d'ondes utilisées lors de la mesure. Ces mesures sont détaillées dans les figures 4.50 et 4.51. Elles nous renseignent sur la réponse relative de pixel à pixel. Ces non-uniformités sont pour la plupart issues de défauts locaux. Ces cartes sont normalisées de manière à présenter une moyenne unitaire, la calibration étant définie par le facteur M_{CCD1} . Une valeur de "flat field" supérieure à 1 correspond à une réponse supérieure à la moyenne.

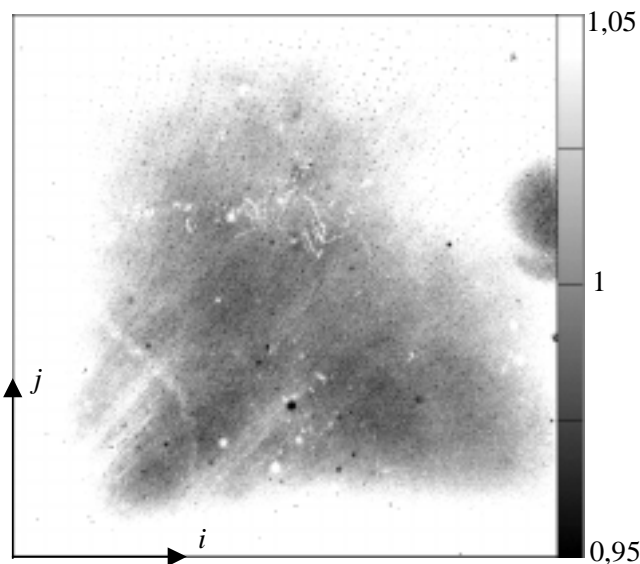


Figure 4.50: Carte de "flat field" du détecteur de vol à 19,5 nm

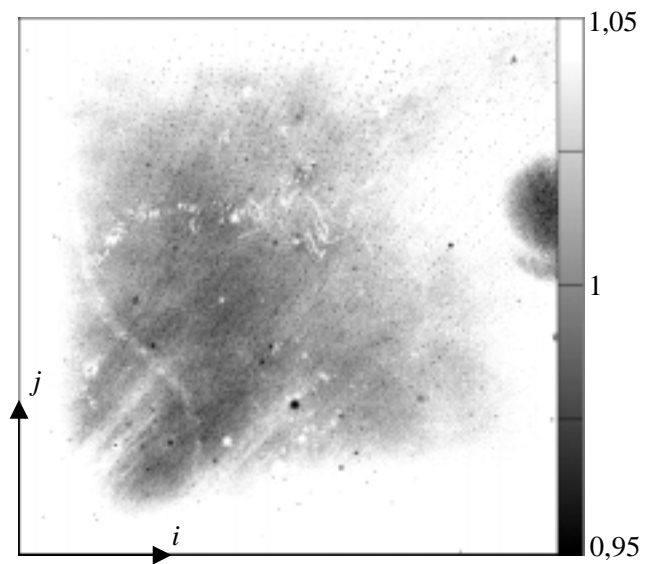


Figure 4.51: Carte de "flat field" du détecteur de vol à 28,4 nm

L'histogramme de ces cartes permet de quantifier l'importance des défauts locaux par rapport à la réponse médiane. On peut remarquer grâce à ces deux courbes que, bien que relatives au même

détecteur, les non uniformités sont différentes dans les 2 quadrants analysés ($Q=19,5$ et $28,4$ nm). Cette différence provient des variations de sensibilité des pixels en fonction de la longueur d'onde du rayonnement observé. Selon l'emplacement du défaut dans la structure du pixel, la réponse spectrale sera affectée différemment. Les histogrammes présentés nous indiquent que l'uniformité du détecteur est plus mauvaise à $19,5$ nm qu'à $28,4$ nm.

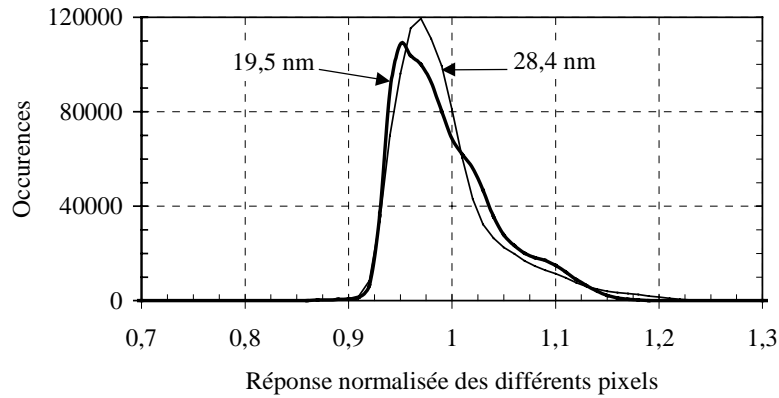


Figure 4.52: Histogrammes des cartes de non-uniformité du détecteur

Ces cartes (fig. 4.50 et 4.51) nous permettent de définir M_{CCD2} . Pour chaque pixel de coordonnées (i,j) , la valeur locale $FF_{i,j}$ de la carte de flat field du quadrant Q nous fournit un facteur correctif (4.42) à appliquer au signal $S(i,j)$

$$M_{CCD2}(i, j, Q) = \frac{1}{FF_{i,j}(Q)} \quad (4.42)$$

En pratique, cette opération s'effectue directement sur l'image, au moyen d'opérations matricielles élémentaires.

4.11 Bruits du détecteur

Le détecteur CCD d'EIT produit un signal S qui sera affecté par plusieurs types de bruits. Les sources de bruit dominantes dans ce type de CCD sont par ordre d'importance décroissante :

- le bruit de non-uniformités de pixel à pixel,
- le bruit de photons,
- le bruit de lecture,
- le bruit thermique.

Le *bruit de non-uniformités de pixel à pixel* provient des réponses individuelles définies par la carte de "flat field" FF_{ij} . On peut montrer que la contribution de ces réponses individuelles à l'écart type qui caractérise le bruit du signal corrigé vaut $S \cdot \sigma_{FF}$. Il s'agit de la source de bruit dominante lorsque le signal S est important. Il est appelé également *bruit de scène*.

Le *bruit de photons* est produit par la nature discrète du processus d'émission des photons. Ce processus aléatoire d'émission peut être caractérisé par une distribution de Poisson [4.24] [4.25]. On peut donc caractériser la distribution du flux de photons incidents au détecteur par un nombre moyen N de photons et par un écart type $\sigma_N = \sqrt{N}$. Le processus de détection sera également affecté par cette statistique. Nous pouvons écrire la relation entre le signal S mesuré (en DN) et le nombre N de photons incidents sous la forme

$$S = L \cdot N \quad \text{avec} \quad L = QE \cdot \eta_i \cdot \frac{1}{G} \quad (L \text{ en DN/photon}). \quad (4.43)$$

Si nous supposons que le détecteur n'introduit aucune fluctuation supplémentaire et que donc seule la statistique de Poisson des photons incidents est à prendre en compte, la variance de la mesure S vaut donc :

$$\sigma_S^2 = L^2 \cdot \sigma_N^2 = L^2 \cdot N = L \cdot S \quad (4.44)$$

On appelle bruit quantique, ou bruit de photons (ou "shot noise") les fluctuations produites par la nature discrète de la génération de photoélectrons. Ce bruit est caractérisé par un écart type σ_S qui vaut $\sqrt{L \cdot S}$. Le bruit quantique qui affecte la mesure est donc différent selon la longueur d'onde des photons détectés, en raison de la variation du nombre de photoélectrons produits par photon.

L'écart type σ_S du bruit quantique est représenté en figure 4.53, dans un graphique à échelle logarithmique où il suit une droite de pente 1/2. Une conséquence de cette loi statistique est un bruit quantique plus important dans les quadrants à plus courte longueur d'onde (17,1 et 19,5 nm). Pour un même niveau de signal, on peut s'attendre dans le quadrant $Q = 17,1$ nm à un bruit quantique 50 % supérieur à celui du quadrant $Q = 30,4$ nm.

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

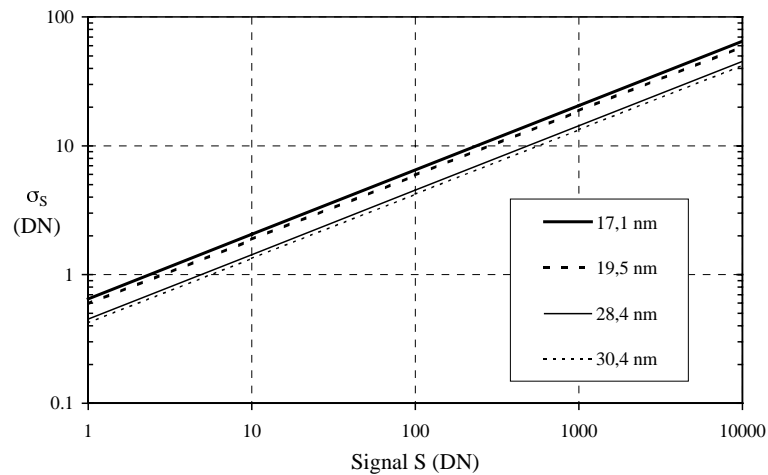


Figure 4.53: Bruit de photons dans les 4 quadrants en fonction du signal

La statistique des photons constituera une source de bruit importante dans le signal d'EIT. Il s'agit d'un problème classique rencontré par les instruments travaillant dans les domaines EUV et X mous [4.26].

Le *bruit de lecture* est généré par le détecteur et son électronique lors des processus de collection, transfert et conversion des charges. Il est indépendant des durées d'exposition et affecte toutes les images. Ce bruit est de l'ordre de quelques DN/pixel. Il devient dominant lorsque le signal est très faible.

Le *bruit thermique* provient des fluctuations des charges générées thermiquement. Il s'agit également d'un processus gouverné par une statistique de Poisson. A la température opérationnelle du détecteur, le courant d'obscurité n'est pas détectable. Par conséquent, le bruit thermique est d'autant plus négligeable.

L'importance des différents bruits en fonction du signal S est schématisée en figure 4.54, dans le cas général d'un CCD scientifique.

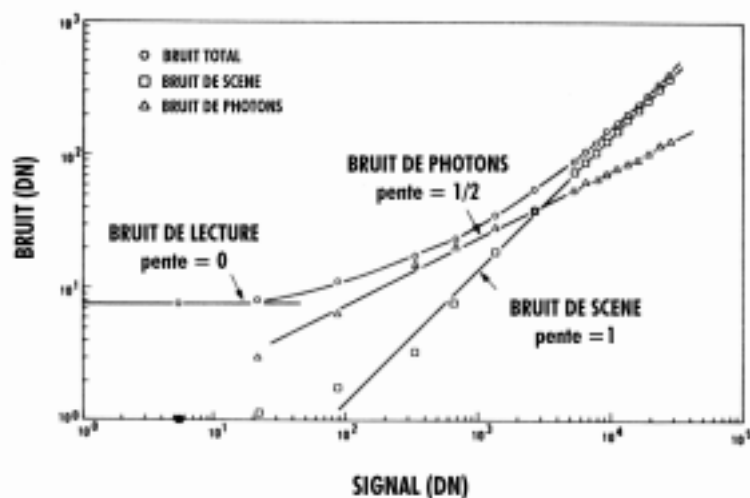


Figure 4.54: Courbe typique du bruit en fonction du signal S dans une région de 20 x 20 pixels d'un CCD [4.21]

4.12 Vignettage du bafflage optique

Afin de supprimer tout rayon direct pouvant atteindre le détecteur sans passer par les optiques, deux baffles cylindriques en aluminium recouvert d'un traitement d'anodisation noire sont insérés entre les miroirs primaire et secondaire. Cette combinaison de baffles est une configuration classique permettant d'éviter à la lumière parasite non focalisée et non filtrée par les dépôts multicouches interférentiels d'atteindre le plan focal.

Néanmoins, comme schématisé en figure 4.55, nous montrerons que les deux baffles internes arrêtent une faible proportion du faisceau optique. Selon la direction du rayonnement incident, le baffle primaire (orientation A de la figure 4.55) ou le baffle secondaire (orientation B) produira du vignettage.

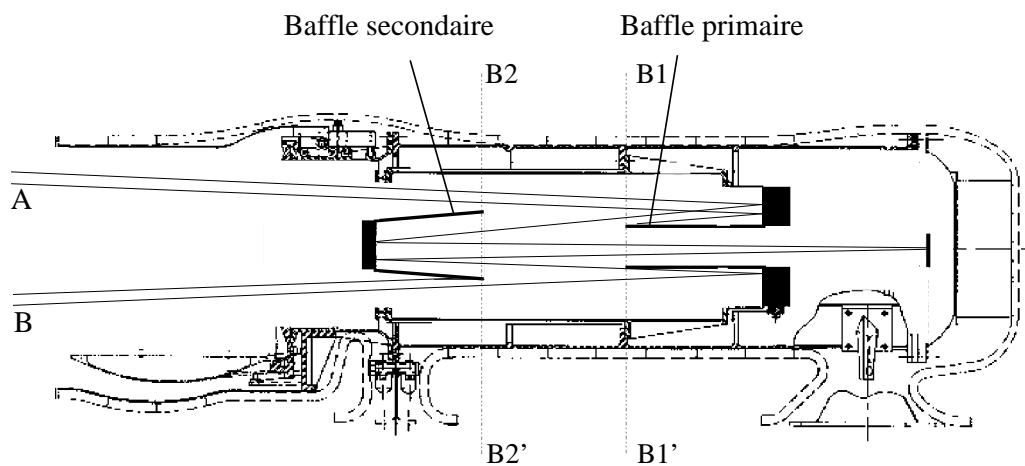


Figure 4.55: Le bafflage interne d'EIT

Le bafflage a été conçu de manière à limiter au minimum le vignettage. Bien que très faible, il est néanmoins nécessaire d'évaluer et de connaître la perte de flux résultante, qui affecte la réponse globale de l'instrument.

Nous avons effectué cette évaluation sur base de considérations géométriques. Lorsqu'une onde plane entre dans l'instrument (orientation B, fig. 4.55), une partie du faisceau utile dirigé vers la partie efficace du miroir primaire peut être interceptée par la surface extérieure du baffle secondaire. En évaluant la forme géométrique du faisceau utile dans le plan normal à l'axe optique passant par B2-B2', ainsi que la section occultante du baffle secondaire, on peut calculer le recouvrement de ces deux sections qui quantifie la perte due au vignettage. Après une réflexion sur le miroir primaire, le faisceau utile peut à nouveau être intercepté par la surface extérieure du baffle primaire (par exemple pour une onde plane d'orientation A, fig. 4.55). Une évaluation similaire dans le plan passant par B2-B2' permet d'obtenir cette seconde contribution au vignettage.

Formellement, un calcul équivalent dans le plan de la pupille du système optique simplifié permet d'obtenir la fonction de vignettage. Soient $B_1(x_0, y_0, \theta_x, \theta_y)$ et $B_2(x_0, y_0, \theta_x, \theta_y)$ les obstructions respectives des extrémités des baffles primaire et secondaire (dans les plans B1-B1' et B2-B2') projetées dans le plan de la pupille (x_0, y_0) (fig. 4.18) selon l'angle de champ défini

par (θ_x, θ_y) . Le recouvrement de ces obstructions avec la fonction pupille $P(x_0, y_0, Q)$ (définie en section 4.4.3.1) quantifie directement le vignettage. Ces fonctions B_1 et B_2 sont nulles dans la zone d'obstruction (1/4 de disque) et unitaires à l'extérieur, à l'opposé de P qui unitaire dans la section utile de la pupille, et nulle à l'extérieur. Nous pouvons calculer la carte de vignettage $V(\theta_x, \theta_y)$ au moyen de la relation (4.45), où les intégrales couvrent le plan de la pupille. La fonction V est unitaire lorsque le vignettage est nul, et inférieure à l'unité lorsqu'une partie du faisceau utile est vignetté.

$$V(\theta_x, \theta_y, Q) = \frac{\iint B_1(x_0, y_0, \theta_x, \theta_y) B_2(x_0, y_0, \theta_x, \theta_y) P(x_0, y_0, Q) dx_0 dy_0}{\iint P(x_0, y_0, Q) dx_0 dy_0} \quad (4.45)$$

Les fonctions d'ombrage B_1 et B_2 relatives à l'angle de champ qui produit le vignettage maximum du baffle secondaire et primaire sont illustrée en figure 4.56 pour $Q = 30,4$ nm, où 5,5 % des photons sont vignettés. Cette valeur est obtenue pour un champ de (22 arcmin, 22 arcmin). Le quart de disque représente la fonction d'occultation du baffle considéré, et les différents recouvrement correspondent à la partie du faisceau qui est interceptée par le baffle analysé. Nous avons d'abord représenté le vignettage du baffle secondaire ("Baffle II"), suivi du vignettage du faisceau résultant par le baffle primaire ("Baffle I"). En figure 4.57, nous avons utilisé la même représentation pour illustrer le vignettage produit dans le coin diagonalement opposé, où la perte atteint 3,5 %. Nous remarquons que dans un coin du champ, seul le baffle primaire affecte la réponse (fig. 4.56), tandis que dans le coin opposé, seul le baffle secondaire intercepte une partie du faisceau (fig. 4.57).

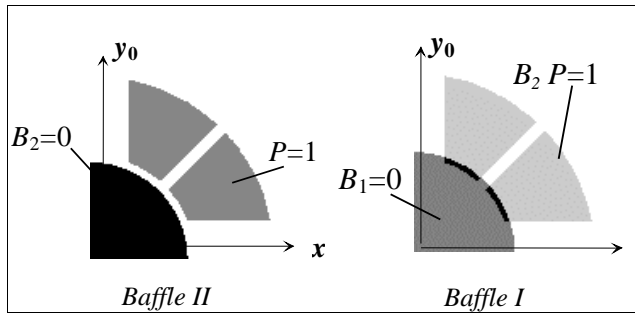


Figure 4.56: Vignettage de la pupille de sortie P par les 2 baffles pour $\theta_x = \theta_y = 22$ arcmin ($Q=30,4$ nm)

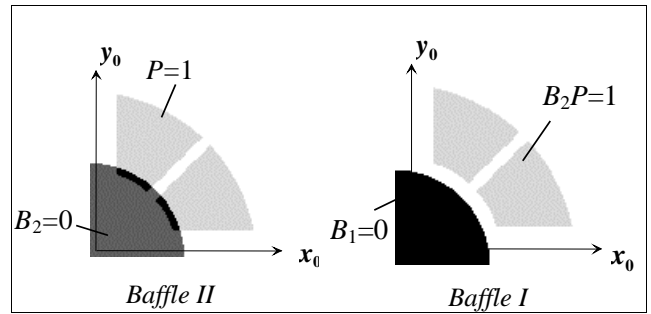


Figure 4.57: Vignettage de la pupille de sortie P par les 2 baffles pour $\theta_x = \theta_y = -22$ arcmin ($Q=30,4$ nm)

Les pertes maximales dues au vignettage se produisent dans 2 coins diagonaux du champ, qui dépendent directement du quadrant étudié. Après un calcul sur tout le champ, nous obtenons la carte de vignettage de l'instrument, qui est représentée en figure 4.58. Le vignettage maximum est de l'ordre de 5,5 % et est produit par le baffle du miroir secondaire, pour un champ de (22 arcmin, 22 arcmin). Dans l'autre diagonale du champ, le vignettage maximum dû au baffle primaire est moindre, et vaut 3,5 %. La zone claire est la moins affectée par la perte de flux.

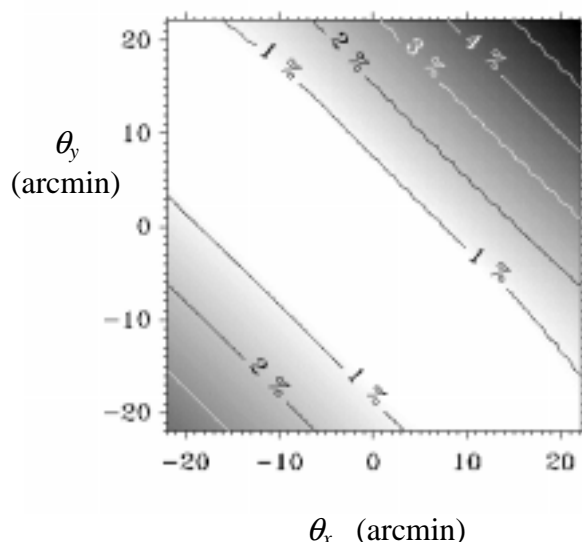


Figure 4.58: Carte de vignettage pour $Q = 30,4 \text{ nm}$; les zones sombres indiquent les pertes de flux les plus importantes.

Cette carte est valable pour le sous-télescope $Q = 30,4 \text{ nm}$. Les autres cartes se déduisent aisément par des opérations de symétrie. Rappelons que le vignettage est indépendant de la longueur d'onde, il intervient différemment dans notre étude selon les quadrants à cause des configurations particulières des sous-pupilles.

La très faible variation de la fonction V sur le champ d'un pixel nous permet de caractériser le vignettage par une fonction de calibration, constante sur les domaines d'intégration spatiale de chaque pixel. Nous représentons le résultat de ce calcul sous forme d'une matrice de dimensions (1024×1024) dont chaque élément (i,j) correspond au vignettage au centre de chaque pixel (i,j) , soit $V(i,j,Q)$. La fonction de calibration de vignettage est alors définie selon la relation (4.46).

$$M_{\text{vignettage}}(i, j, Q) = \frac{1}{V(i, j, Q)} \quad (4.46)$$

La fonction $M_{\text{vignettage}}$ varie de 1 à 1,055 sur l'ensemble des pixels. En pratique, la correction du vignettage s'effectue directement sur l'image au moyen d'une simple opération matricielle.

4.13 L'instrument complet

5 Relation instrumentale

Dans les sections précédentes, les différents éléments de l'instrument qui affectent la réponse instrumentale ont été passés en revue, décrits, modélisés théoriquement, et mesurés dans l'EUV. Nous sommes en mesure d'établir la relation de calibration instrumentale (3.5) relative à EIT avant lancement. Ce premier résultat global représente la meilleure connaissance de l'instrument basée sur la définition théorique des éléments et les mesures en laboratoire. Les études ultérieures ne pourront être réalisées que sur base d'observations ou de mesures en vol. La fonction de calibration sera alors mise à jour sur base de ces éléments nouveaux qui sont examinés dans les chapitres suivants.

Ces différents éléments qui participent à la collection et au transfert de l'énergie au sein de l'instrument ont un effet direct sur la réponse qui a été classé suivant deux types de fonctions: *les fonctions de bande passante* qui caractérisent la fonction d'intégration du senseur, et les *fonctions de calibration* qui reprennent les autres paramètres instrumentaux et ne dépendent que de la configuration de l'instrument et de l'élément détecteur (pixel) considéré. Toutes ces fonctions sont rassemblées dans la table (4.15).

Table (4.15): Les contributions des différents éléments

<i>Eléments</i>	<i>Fonctions de bande passante</i>	<i>Fonctions de calibration</i>	<i>Equation</i>
Revêtements multicouches interférentiels	$R_{MC}(\lambda, Q)$		(4.4)
Filtre alu d'entrée	$R_{FA1}(\lambda)$		(4.5)
Filtre focal	$R_{FA2}(\lambda)$		(4.6)
Roue à filtres	$R_{FA3}(\lambda, P)$		(4.7)
Grille focale		$M_{GFA2}(i, j, Q)$	(4.26)
Grille roue à filtres		$M_{GFA3}(i, j, P, Q)$	(4.27)
Optiques du télescope aligné et réponse spatiale du détecteur, avec effets thermiques	$R_{\theta}(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T)$		(4.36)
Réponse spectrale du détecteur	$R_{CCD}(\lambda)$		(4.40)
		M_{CCD1}	(4.41)
Flat field du détecteur		$M_{CCD2}(i, j, Q)$	(4.42)
Vignettage du bafflage optique		$M_{vignettage}(i, j, Q)$	(4.46)

La fonction de bande passante temporelle n'a pas été passée en revue, car nous la considérerons comme unitaire sur le temps de pose. Si une contribution instrumentale devait intervenir à ce

Chapitre 4

niveau, elle proviendrait de l'obturateur mécanique qui est opéré en début et fin de chaque prise de vue. Sa géométrie et sa cinématique sont telles que tous les points du détecteur sont exposés pendant le même laps de temps. Seul un très faible décalage temporel pourrait être observé entre les régions découvertes en premier et en dernier lieu par l'obturateur. Néanmoins, la vitesse de ce dernier est telle que ce décalage reste inférieur à 10 ms, ce qui est négligeable face à des temps de pose de quelques secondes et des déplacements de matière sur le soleil. Il n'a pas été nécessaire d'apporter une contribution temporelle aux fonctions de calibration.

La relation instrumentale peut s'écrire selon l'expression (4.47).

$$\begin{aligned}
 & \int_0^\infty \int_{\tilde{t}}^{\tilde{t}+\tau} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} R_{MC}(\lambda, Q) \cdot R_{FA1}(\lambda) \cdot R_{FA2}(\lambda) \cdot R_{FA3}(\lambda, P) \cdot R_\theta(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T) \cdot R_{CCD}(\lambda) \\
 & \quad A(P) \cdot L_\lambda(\theta_x, \theta_y, \lambda, t) d\lambda dt d\theta_x d\theta_y \\
 & = M_{GAF2}(i, j, Q) \cdot M_{GAF3}(i, j, P, Q) \cdot M_{CCD1} \cdot M_{CCD2}(i, j, Q) \cdot M_{vignettage}(i, j, Q) \cdot S(i, j, \tilde{t}, \tau, P, Q)
 \end{aligned}
 \tag{4.47}$$

Le terme de gauche de (4.47) représente l'énergie détectée (en J) par le pixel (i, j) pour une prise de vue définie par

- \tilde{t} le temps au début de l'exposition,
- τ la durée de l'exposition,
- Q le quadrant sélectionné,
- P la position de la roue à filtre.

$A(P)$ est la section collectrice d'un quadrant, elle vaut 0,001197 m². Ce terme de gauche représente l'information physique que l'instrument EIT sera à même de fournir aux astrophysiciens solaires une fois EIT en opération.

Le terme de droite de (4.47) est le produit du signal mesuré S par tous les facteurs instrumentaux relatifs aux fonctions de calibration. Ce terme constitue la mesure étalonnée de l'instrument.

5.1.1 Bilan radiométrique

Un premier bilan radiométrique peut être établi pour les 4 longueurs d'onde centrales des canaux d'EIT et pour le rayonnement visible. Dans la table (4.16), nous avons adopté les valeurs mesurées présentées dans les sections précédentes. Notons que le rendement maximum n'est pas parfaitement centré sur les raies d'observation pour les quadrants 17,1 et 30,4 nm. Ce décalage est produit par les multicouches déposés sur les miroirs.

Table (4.16): Bilan radiométrique de l'instrument complet

Quadrant Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm	Visible
Filtre d'entrée	0,38	0,32	0,12	0,10	$5 \cdot 10^{-6}$
Miroir primaire	0,29	0,236	0,145	0,19	0,4
Miroir secondaire	0,23	0,235	0,145	0,16	0,4
Filtre focal	0,51	0,51	0,36	0,34	$7 \cdot 10^{-8}$
Rendement détecteur	0,36	0,34	0,29	0,27	1
Rendement global	0.00465	0,00127	0,00026	0,00028	$6 \cdot 10^{-14}$

Rappelons ici que l'irradiance visible (1370 W/m^2) est 10^7 fois plus importante que celle qui résulte de l'émission à $30,4 \text{ nm}$ (10^{-4} W/m^2). La transmission des filtres dans le visible correspond à la moyenne des mesures effectuées avant leur montage. Ces chiffres indiquent que la réjection du rayonnement visible semble suffisante pour permettre la détection des photons EUV.

5.1.2 Aires effectives

L'aire effective d'un instrument d'observation est une caractéristique fréquemment utilisée par les astrophysiciens. Il s'agit de l'efficacité, ou pouvoir transmetteur, du système optique et des filtres, jusqu'à l'élément détecteur compris, multiplié par la surface collectrice efficace. Exprimée en unité de surface, la répartition spectrale de l'aire effective caractérise le pouvoir sélectif du canal considéré. Elle est définie selon l'expression (4.48) :

$$A_{eff}(\lambda, P, Q) = A(P) \cdot R_{MC}(\lambda, Q) \cdot R_{FA1}(\lambda) \cdot R_{FA2}(\lambda) \cdot R_{FA3}(\lambda, P) \cdot R_{CCD}(\lambda) \quad (4.48)$$

Ces courbes [4.23], présentées en figure 4.59, donnent la surface effective en cm^2 pour les 5 positions de la roue à filtres. Les surfaces effectives ainsi présentées permettent d'évaluer la largeur de bande spectrale des différents modes opératoires de l'instrument EIT. Notons que les aires effectives des filtres $P = 4, 5$ sont identiques à l'aire effective du filtre $P = 2$.

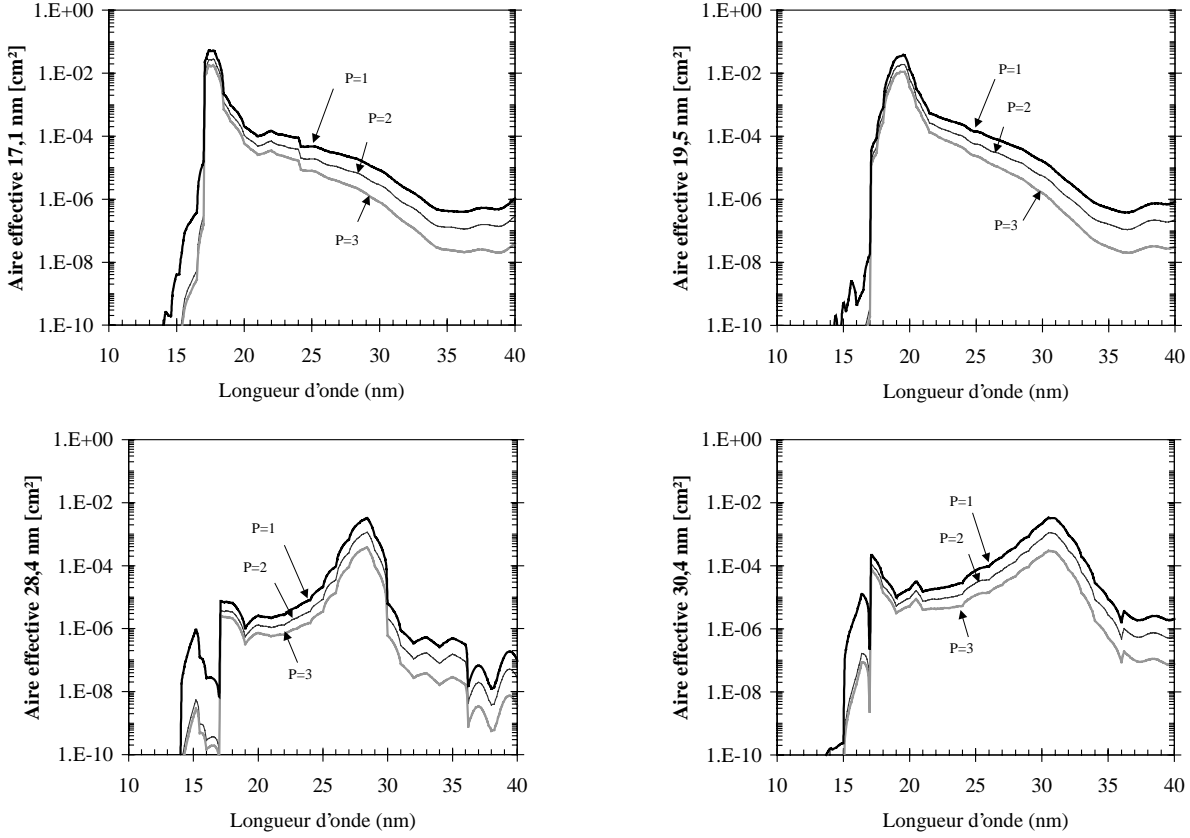


Figure 4.59: Surfaces effectives des sous-télescopes d'EIT

Remarquons que l'instrument comporte deux canaux plus efficaces, il s'agit des quadrants 17,1 et 19,5 nm. Les deux autres (28,4 et 30,4 nm) présentent une efficacité au moins 10 fois moindre. Cette différence s'explique par l'absorption plus importante de l'aluminium et du Celluloïd, et une baisse de l'efficacité quantique aux longueurs d'ondes plus élevées, ainsi qu'un moins bon pouvoir réflecteur des dépôts multicouches de ces deux quadrants.

Par contre, le sous-télescope "28,4 nm" a bien été optimisé de manière à arrêter sa bande passante avant 30,4 nm. La transmission à 28,4 nm de ce canal est mille fois supérieure à celle obtenue à 30,4 nm dans ce même canal, ce qui lui confère une bonne performance scientifique qui risquait d'être perturbée par l'émission importante des ions He II.

En utilisant l'aire effective, nous pouvons écrire la relation instrumentale sous la forme (4.49). L'aire effective est la fonction de bande passante spectrale de l'instrument multipliée par la section de sa pupille collectrice.

$$\int_0^\infty \int_{\tilde{t}}^{\tilde{t}+\tau} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A_{eff}(\lambda, P, Q) \cdot R_\theta(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T) \cdot L_\lambda(\theta_x, \theta_y, \lambda, t) d\lambda dt d\theta_x d\theta_y$$

$$= M_{GAF2}(i, j, Q) \cdot M_{GAF3}(i, j, P, Q) \cdot M_{CCD1} \cdot M_{CCD2}(i, j, Q) \cdot M_{vignettage}(i, j, Q) \cdot S(i, j, \tilde{t}, \tau, P, Q)$$

(4.49)

5.1.3 Réponse théorique

La figure 4.60 présente un exemple typique de spectre solaire EUV issu des modèles théoriques étudiés par les astrophysiciens [4.29]. Ces deux courbes représentent un exemple de distribution de radiance spectrale solaire émise par les régions calmes et actives du plasma coronal dans les plages spectrales couvertes par EIT.

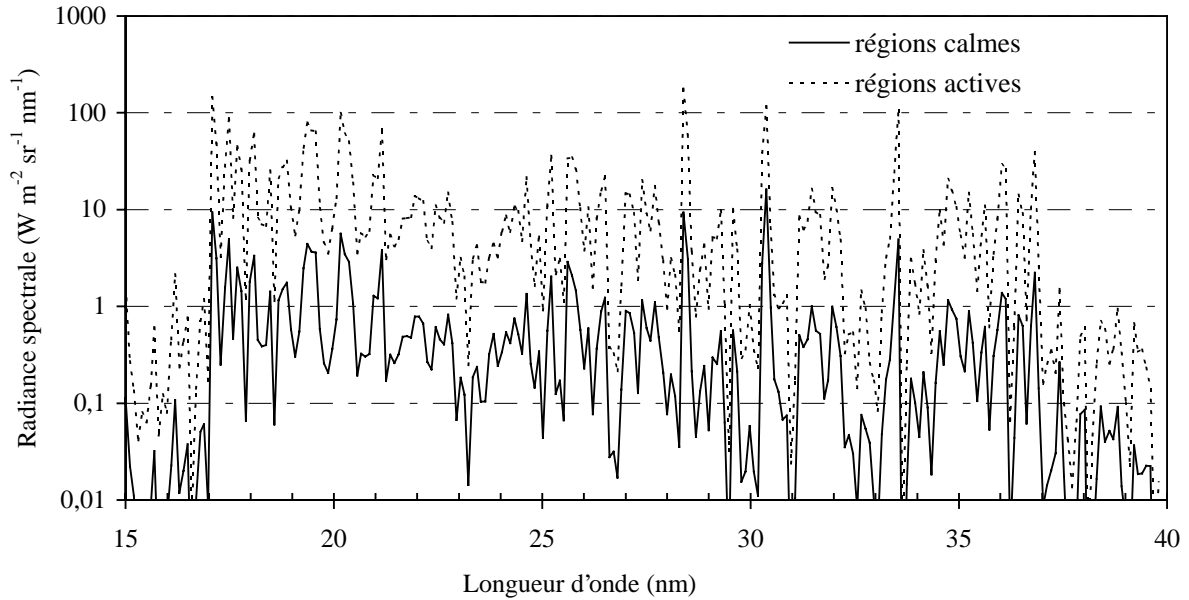


Figure 4.60: Un exemple de spectre solaire théorique dans l'EUV

En introduisant ces fonctions $L_\lambda(\lambda)$ dans la relation instrumentale (équ. (4.49)), nous pouvons estimer le signal mesuré par le détecteur. Si nous supposons une radiance $L_\lambda(\lambda)$ constante sur le champ de vue du pixel $d\omega$, et des fonctions de calibration unitaires à l'exception de M_{CCD1} , nous obtenons une évaluation du signal S exprimé en DN/s, suivant l'expression (4.50) :

$$S(DN/s) = \frac{1}{M_{CCD1}} \cdot d\omega \cdot \int_{15}^{40} A_{eff}(\lambda, P, Q) \cdot L_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda \quad (4.50)$$

Les résultats de cette estimation sont présentés en table (4.17), pour les différents filtres de la roue.

Table (4.17): Estimation théorique du signal mesuré

Filtre P		$Q = 17,1 \text{ nm}$	$Q = 19,5 \text{ nm}$	$Q = 28,4 \text{ nm}$	$Q = 30,4 \text{ nm}$
		(DN/S)	(DN/S)	(DN/S)	(DN/S)
1	régions calmes	128	88	1,3	4,2
	régions actives	2256	1590	21	67
2, 4, 5	régions calmes	66	46	0,5	1,5
	régions actives	1156	826	7,6	23
3	régions calmes	43	27	0,17	0,5
	régions actives	752	486	2,7	8,2

La figure 4.61 présente à titre d'exemple la densité spectrale de puissance (W nm^{-1}) détectée par un pixel éclairé par une région calme de la couronne solaire lorsque l'instrument capte la radiance

Chapitre 4

spectrale définie en figure 4.60, dans la configuration $P=1$. Cette représentation permet d'identifier les différentes émissions solaires qui contribuent à la réponse instrumentale. Dans le cas de cet exemple, la réponse du quadrant 17,1 nm est celle qui présente le plus de contributions étrangères à la raie théorique du Fe IX/X (17,1 nm).

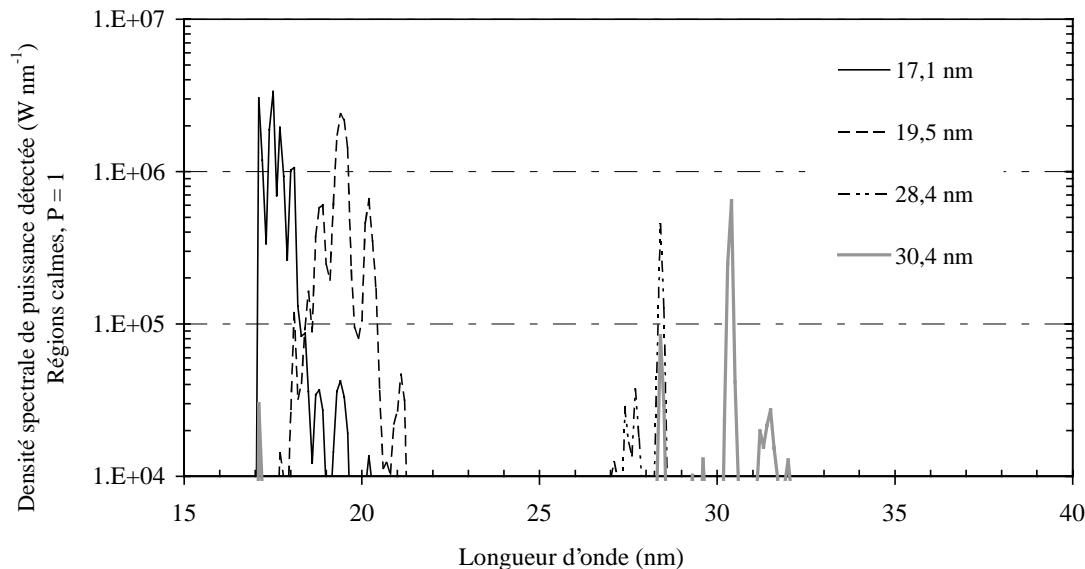


Figure 4.61: Densité spectrale de puissance détectée par un pixel ($P=1$, régions calmes)

5.1.4 Fonction d'obturateur

La fonction de bande passante temporelle n'a pas été passée en revue, car nous la considérerons comme unitaire sur le temps de pose. Si une contribution instrumentale devait intervenir à ce niveau, elle proviendrait de l'obturateur mécanique qui est opéré en début et fin de chaque prise de vue. Sa géométrie et sa cinématique sont telles que tous les points du détecteur sont exposés pendant le même laps de temps. Seul un très faible décalage temporel pourrait être observé entre les régions découvertes en premier et en dernier lieu par l'obturateur. Néanmoins, la vitesse de ce dernier est telle que ce décalage reste inférieur à 10 ms, ce qui est négligeable face à des temps de pose de quelques secondes et des déplacements de matière sur le soleil. Il n'a pas été nécessaire d'apporter une contribution temporelle aux fonctions de calibration.

5.1.5 Conclusions

Dans ce chapitre, tous les éléments contribuant directement à la réponse de l'instrument ont été passés en revue. Nous avons construit certains modèles théoriques que nous comparons aux mesures effectuées en laboratoire avant le lancement. Ce passage en revue des composants nous a permis grâce aux calculs théoriques de comprendre les paramètres qui influencent, mais nous a également montré l'origine des incertitudes qui entachent les mesures réalisées dans l'EUV. L'ensemble a été combiné pour donner une évaluation de la réponse globale telle que nous la connaissons avant la mise en opération de l'instrument. Ces premières études définissent les performances de base de l'instrument, que nous tenterons de suivre avec l'étude des observations en orbite.

Performances de l'instrument avant sa mise en orbite

Le modèle que nous avons construit doit permettre aux scientifiques d'exploiter au mieux les données retransmises par EIT. Il constitue un outil de référence qui fournit les éléments permettant de caractériser la fonction de transfert instrumentale qui convertit la radiance spectrale à l'entrée de l'instrument en une carte de signaux digitaux.

5.2 Références

- [4.1] K.R. Castelman, "Digital Image Processing", Prentice Hall, 1979.
- [4.2] E. D. Palik, "Handbook of Optical Constants of Solids", Academic Press, INC., 1985.
- [4.3] B. Henke, E. Gullikson, J. Davis, "Atomic Data and Nuclear Data Tables", Vol **54**, N° 2, 1993; accessibles à http://cindy.lbl.gov/optical_constants/.
- [4.4] E. Spiller, "Soft X-Ray Optics", SPIE Optical Engineering Press, 1994.
- [4.5] JP. Chauvineau et al, "Description and performances of mirrors and multilayers for the extreme ultra-violet imaging telescope (EIT) of the SOHO mission", SPIE **1546**, 576.
- [4.6] X. Song, "Caractérisation et étalonnage radiométrique du télescope solaire "EIT" à l'aide du rayonnement synchrotron", Thèse, Université de Paris Sud, 1995.
- [4.7] C. Montcalm, B. T. Sullivan, H. Pépin, J.A. Dobrowolski and M. Sutton, "Extreme-ultraviolet Mo/Si multilayer mirrors deposited by radio-frequency-magnetron sputtering", Appl Opt, **33**, No. 10, 1994.
- [4.8] A. Walker, J. Lindblom, R. O'Neal, M. Allen, T. Barbee, R. Hoover, "The Stanford/MSFC multi-spectral solar telescope array", SPIE **1160**, 131-144, 1989.
- [4.9] J.P. Chauvineau, J.Y. Clotaire, G. Colas, O. Lam, J.C. Manneville, J.P. Marioge, M. Mullot, A. Raynal, G. Tissot, L. Valiergue, J.P. Delaboudinière, "Description and performance of mirrors and multilayers for the Extreme ultra-violet Imaging Telescope (EIT) of the SOHO mission", SPIE **1546**, 576-586, 1991.
- [4.10] W. B. Wetherell, "The calculation of image quality", Applied Optics and Optical Engineering, Vol VIII, Shannon & Wyant Ed., Academic Press, 1980.
- [4.11] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", Mc Graw-Hill Physical and Quantum Electronics Series, 1968.
- [4.12] Institut d'Optique Théorique et Appliquée, "Contrôles et mesures des miroirs de vol d'EIT", Rapport, 1989.
- [4.13] P. Rochus, "Alignment of the Extreme-UV Telescope (EIT)", in Applied Optics & Optoelectronics Conference, York, 352-361, 1994.
- [4.14] J.M. Defise, P. Rochus, "Design and qualification of the Extreme-UV Imaging Telescope", IAF-95-U.4.08, 1995.
- [4.15] W.B. Wetherell, "Effect of mirror surface ripple on image quality", SPIE **310**, 1981.
- [4.16] G.C. Holtst, "CCD Arrays, Cameras and Displays", JCD Publishing and SPIE Optical Engineering Press, 1996.

- [4.17] N.S. Kopeika, "A System Engineering Approach to Imaging", SPIE Optical Engineering Press, 1998.
- [4.18] C.L. Wyatt, "Radiometric Calibration: Theory and Methods", Academic Press Inc., 1978.
- [4.19] N. Ninane, "Les miroirs liquides comme référence pour la mesure de surfaces asphériques", Thèse, Université de Liège, 1997.
- [4.20] J.T. Bosiers, N.S. Saks, D.J. Michels, D. McCarthy, M.C. Peckerar, "Deep-Depletion CCD's with Improved UV Sensitivity", IEDM 85, IEEE, **16.6**, 448-451, 1985.
- [4.21] J.R. Janesick et al, "Scientific charge-coupled devices", Opt Eng, **26** N° 8, 692-714, 1987.
- [4.22] JM. Defise, X Song, J.P. Delaboudinière, G.E. Artzner, C. Carabetian, J.F. Hochedez, J. Brunaud, J.D. Moses, R.C. Catura, F. Clette, A.J. Maucherat, "Calibration of the EIT instrument for the SOHO mission", SPIE **2517**, 1995.
- [4.23] JP. Delaboudinière, G.E. Artzner, J. Brunaud, A.H. Gabriel, J.F. Hochedez, F. Millier, X.Y. Song, B. Au, K.P. Dere, R.A. Howard, R. Kreplin, D. J. Michels, J.D. Moses, J.M. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, R.C. Catura, J.R. Lemen, L. Shing, R.A. Stern, J.B. Gurman, W.M. Neupert, A. Maucherat, F. Clette, P. Cugnon, E.L. Van Dessel, "EIT: Extreme-UV imaging telescope for the SOHO mission", Solar Physics, **162**: 291-312, 1995.
- [4.24] P. Léna. "Astrophysique: Méthodes physiques de l'observation", InterEditions/CNRS Editions, 1996.
- [4.25] E.L. Dereniak, D.G. Crowe, "Optical radiation detectors", J. Wiley & Sons, 1984.
- [4.26] S. Tsuneta, L. Acton, M. Bruner, J. Lemen, W. Brown, R. Carvalho, R. Catura, S. Freeland, B. Jurcevich, M. Morrison, Y. Ogawara, T. Hirayama, J. Owens, "The soft X-ray telescope for the Solar-A mission", Solar Physics, **136**: 37-67, 1991.
- [4.27] J.R. Kuhn et al, "Gain calibrating nonuniform image-array data using only the image data", Publ Astron Soc Pacific, **103**, 1097-1108, 1991.
- [4.28] K. Iizuka, "Engineering Optics", Springer Series in Optical Science, Vol 35, Springer-Verlag, 1985.
- [4.29] K. P. Dere, E. Landi, H.E. Manson, B.C. Monsignori Fossi, P.R. Young, "CHIANTI", A & A Supp., **125**, 149, 1997.

Chapitre 4

5 PERFORMANCES EN COURS DE MISSION

5.1 Les premières observations solaires

5.1.1 Les premières mesures

Lancée le 2 décembre 95, la sonde SOHO va parcourir 1,5 million de km pour atteindre en février 96 son orbite de halo autour de L_1 . Dès les premières heures de la phase de transfert, SOHO est déjà correctement orienté vers le soleil, ce qui assure un environnement thermique stable pour tous les instruments présents à son bord, correspondant déjà aux conditions opérationnelles qui seront rencontrées en orbite. A bord d'EIT, la porte a été entrouverte dès les premiers jours de la phase de transfert, afin d'assurer le dégazage des surfaces internes sans rayonnement solaire direct sur les filtres d'entrée, pour éviter les phénomènes de fixation photochimique.

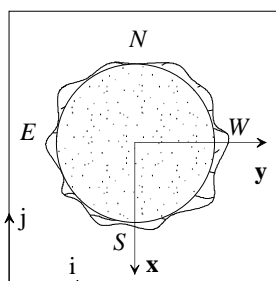


Figure 5.1: Orientation du disque solaire dans les images transmises par SOHO

C'est à la mi-janvier 96 qu'EIT prend ses premières images de la couronne solaire dans l'EUV. L'instrument s'avère en bon état de marche. Les images retransmises sont orientées selon la figure 5.1.

Notons que la rotation du soleil autour de l'axe nord-sud fait défiler la couronne de l'est vers l'ouest (direction $y > 0$).

L'orientation relative des différents éléments est représentée en figure 5.2, où apparaissent les axes (x,y) et (i,j) utilisés dans les études du chapitre 4.

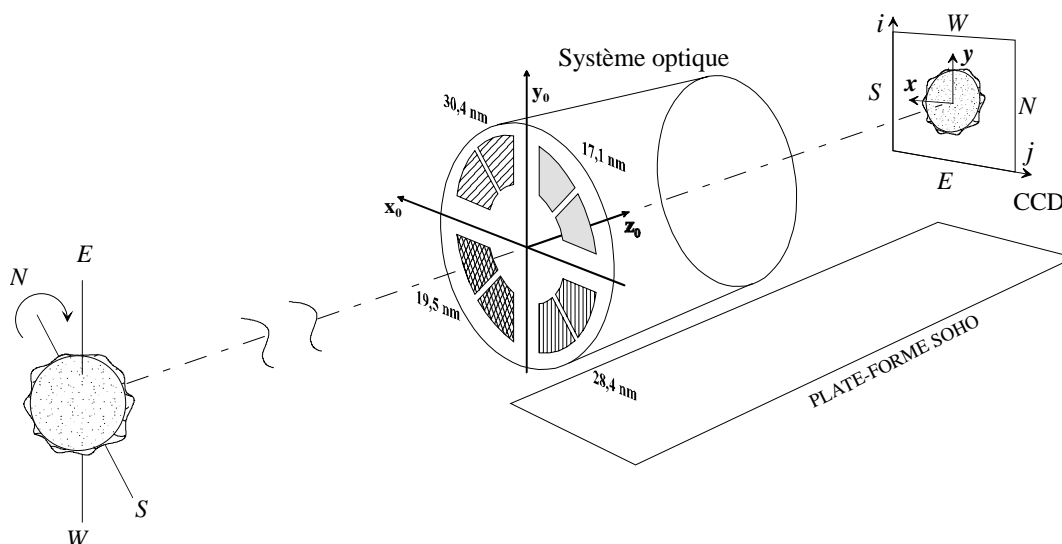


Figure 5.2: Configuration simplifiée des différents éléments par rapport à l'orientation du soleil

Chapitre 5

Performances en cours de mission

A titre d'exemple, un jeu de 4 images dans les 4 quadrants est présenté en figure 5.3. Il s'agit de représentations en fausses couleurs dans une échelle logarithmique, chaque pixel ne délivre qu'une valeur numérique codée sur 14 bits, proportionnelle au nombre de photons détectés. Notons la présence d'une fuite de lumière dans la partie supérieure de l'image du quadrant 28,4 nm. L'emplacement des axes (i,j) sur ces figures est indiqué sur l'image du quadrant $Q = 30,4$ nm.

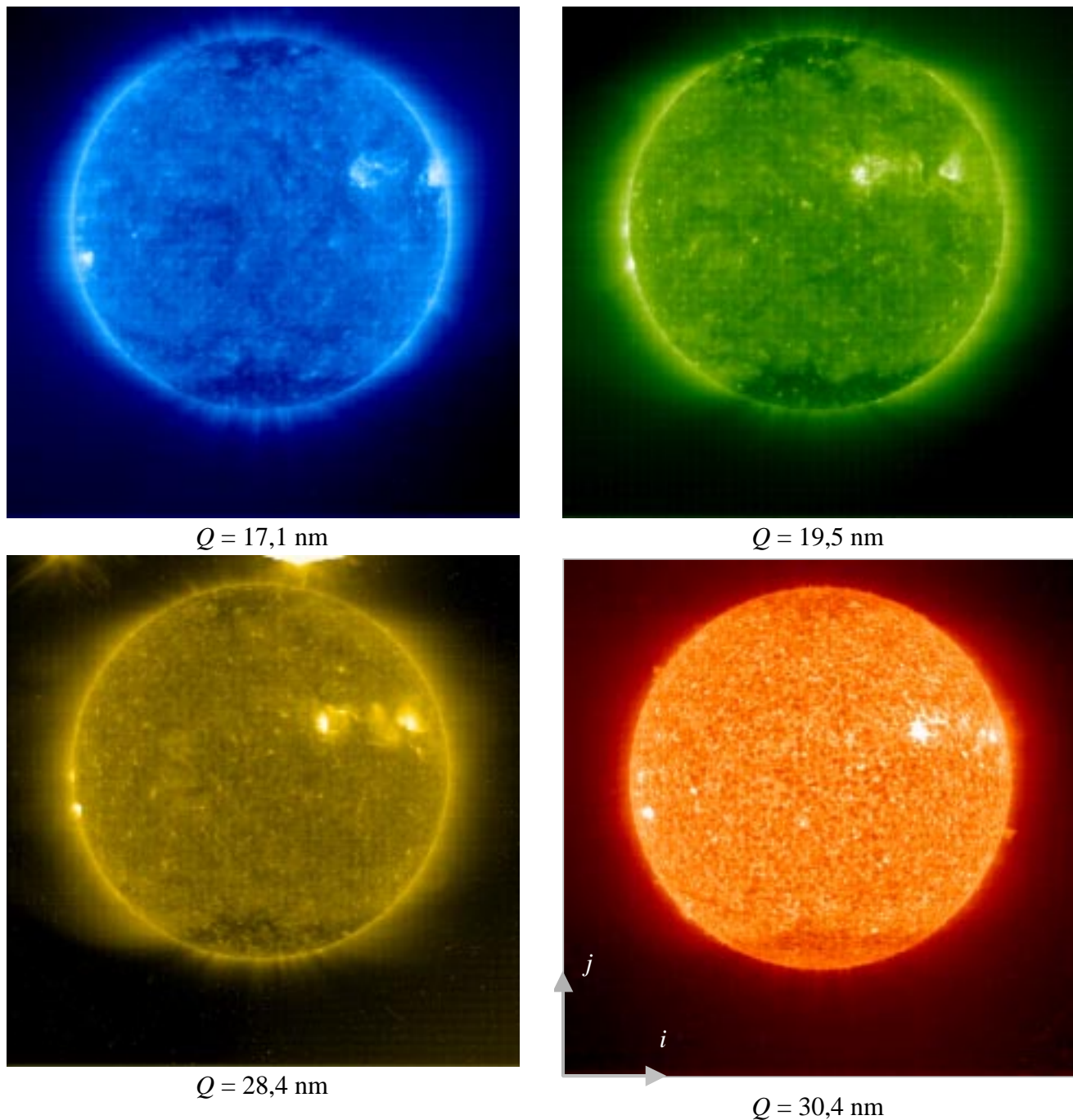


Figure 5.3: Premier jeu d'images pour $P=1$

Chapitre 5

5.1.2 Diagnostic de l'état de l'instrument en début de mission

5.1.2.1 L'alignement sur SOHO

L'alignement de l'axe optique sur l'axe de visée de SOHO présente un écart supérieur à l'erreur admissible au point de vue scientifique [5.1], qui était fixée à 3 arcmin. On observe un décentrement vertical de 76 pixels, ce qui indique un désalignement de l'axe optique de 318 arcsec dans le plan de la plate-forme de montage (selon θ_x). Dans la direction θ_y , le décentrement n'est que de 13 arcsec. Ce désalignement ne gêne pas directement les observations, étant donné l'activité réduite aux alentours des régions polaires en cette période de minimum solaire. Néanmoins, la majorité des instruments de SOHO ont montré un décentrement similaire. Dès la mi-mars 96, un repointage de SOHO est opéré, ce qui rapproche le centre du disque solaire du centre du champ de vue d'EIT. La plupart des autres instruments de SOHO disposent de mécanismes de pointage qui leur permettent d'ajuster leur visée.

La stabilité du pointage de SOHO est remarquable : aussi bien à court terme (15 minutes) qu'à long terme (plusieurs semaines), le centre du disque solaire reste dans le même pixel, comme l'indiquent les mesures obtenues en localisant le limbe solaire.

5.1.2.2 Etat thermique de l'instrument

Au point de vue thermique, la structure et le système optique sont maintenus à une température proche de +20°C, avec une stabilité de $\pm 0,3$ °C. Il faut noter une incertitude de l'ordre de 2 à 3°C sur les tables de calibration des senseurs thermiques du système optique (senseurs de contrôle et de surveillance), qui sont chargées dans les ordinateurs de bord ainsi que l'indique la comparaison des mesures retransmises par des senseurs voisins.

Le détecteur, refroidi passivement au moyen de son radiateur externe, n'a pas atteint les -80°C initialement prévus. Sa température apparaît anormalement haute en ce début de mission. Elle est aux alentours des -58°C. Peu à peu, après quelques jours et quelques phases de réchauffage au moyen du système thermique intégré, le détecteur va se refroidir jusqu'à -68°C, qui restera sa température opérationnelle tout au long de la mission. Cette évolution peut s'expliquer par le piège que constitue la jonction thermique conductrice entre le détecteur et le radiateur, qui est la partie interne la plus froide d'EIT. Présente à proximité du détecteur qui s'est rapidement refroidi, la vapeur d'eau de l'atmosphère résiduelle (estimée à 8 mbars au lancement) a pu se condenser sur la jonction thermique, et établir ainsi un pont thermique vers la structure à 20°C. Combinées à un lent processus de pompage, les phases de réchauffage ont permis d'évacuer une partie de ce dépôt, pour améliorer progressivement l'efficacité du refroidissement par le radiateur. On enregistrera finalement une température de -68°C au dos du CCD. Les performances du détecteur ne seront pas affectées par cet écart, les mesures en laboratoire ayant montré que le courant d'obscurité reste inférieur à 1,2 DN/s sous -50°C [5.2]. Néanmoins, cette température un peu élevée risque de réduire la résistance aux radiations énergétiques qui peuvent altérer localement le réseau cristallin du silicium et piéger des électrons dans les défauts ainsi générés. Maintenir le CCD à très basse température présente l'avantage de réduire la mobilité de ces charges et de les maintenir dans ces défauts du cristal pendant le transfert des photocharges [5.3].

5.1.2.3 Etat des filtres

L'état des filtres n'est pas parfait. On enregistre une fuite de lumière focalisée dans la partie supérieure de l'image du quadrant 28,4 nm. Au même endroit dans le champ, une petite fuite est également détectée à 17,1 nm. Cet apport de lumière parasite peut s'expliquer à partir de l'existence de défauts à la fois dans ces filtres d'entrée (distincts pour chaque quadrant) et dans le filtre focal. En effet, une fuite de lumière concentrée dans une région du champ ne peut être obtenue que par un défaut local dans le filtre focal qui est situé à proximité directe du détecteur. D'autre part, la lumière parasite ainsi collectée par le détecteur présente des niveaux d'intensité 600 fois supérieurs au niveau environnant, ce qui exclut la possibilité d'une fuite dans l'EUV, ce rayonnement n'étant atténué que de 40 % par le filtre focal. La présence de lumière visible au niveau de ce dernier filtre lorsque le masque sélecteur est en position $Q=28,4$ nm est très probablement due à des défauts dans le filtre d'entrée ce quadrant. Ces défauts peuvent être constituées d'une série de petits trous qui, en raison de leur localisation dans le faisceau optique ne produisent qu'une composante diffuse de lumière dans tout le champ de vue, et qui ne peut être perçue qu'au travers des trous du filtre focal. La suppression complète de cette fuite dans toutes les autres positions de la roue à filtres ($P = 2,3,4,5$) ainsi que l'existence d'une petite fuite localisée au même endroit dans le quadrant $Q=17,1$ nm ($P = 1$) confirme cette hypothèse. Cette fuite apparaît en bord de champ, de façon très marquée à 28,4 nm et très faiblement à 17,1 nm. Relativement éloignée du disque solaire, elle ne gêne pas les observations scientifiques, et ne nécessite pas l'insertion d'un filtre supplémentaire qui doublerait les temps de pose.

Nous disposons d'un premier jeu complet d'images prises dans chaque quadrant Q pour chaque position P de la roue à filtres, dans un intervalle de temps de l'ordre de 48 h, en fin février 96. Afin de comparer la transmission relative des différents filtres, nous avons calculé les rapports des signaux de pixel à pixel de ces images avec différents filtres. En procédant de la sorte, nous avons introduit la variation solaire dans l'information contenue dans les rapports. Néanmoins, si nous limitons l'analyse à la zone du disque solaire, en traçant les histogrammes des rapports dans les différents quadrants (fig. 5.4 et 5.5), nous pouvons évaluer la dispersion obtenue, mais également identifier les valeurs des rapports aux maxima des histogrammes.

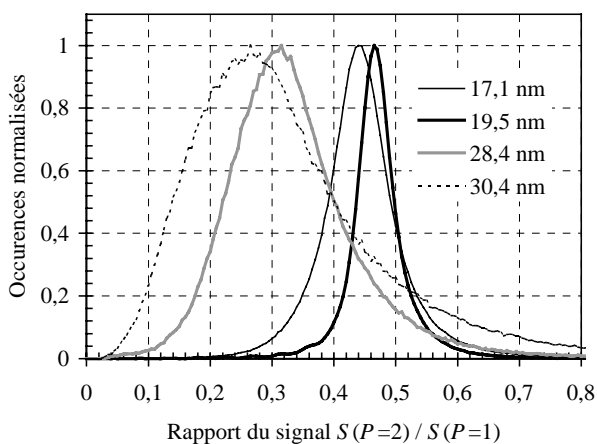


Figure 5.4: Histogramme des rapports des images $P=2$ à l'image $P=1$ (fin fév-96), le maximum d'occurrences est normalisé à l'unité

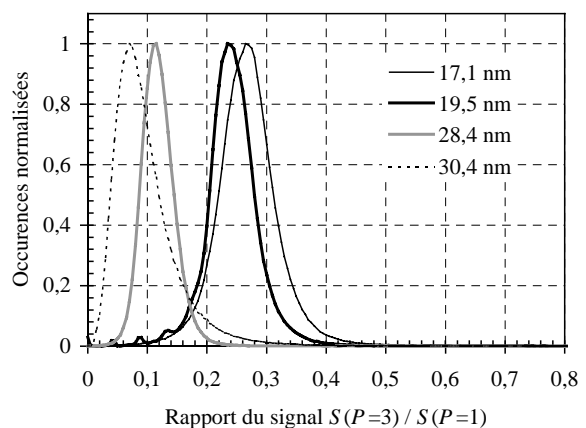


Figure 5.5: Histogramme des rapports des images $P=3$ à l'image $P=1$ (fin fév-96), le maximum d'occurrences est normalisé à l'unité

Performances en cours de mission

Notons que les histogrammes à 30,4 et 28,4 nm (fig. 5.4) sont plus étalés en raison d'une moins bonne simultanéité entre les images utilisées pour construire les cartes des rapports de signal $P=2$ à $P=1$.

L'abscisse des maxima de chacun de ces histogrammes fournit une indication sur la valeur du rapport du rapport la plus rencontrée parmi les 400.000 points analysés qui forment le disque solaire. Ces maxima sont détaillés en table (5.1), ils peuvent être comparés aux valeurs centrales des fonctions de réponse établies avant le lancement en table (4.5).

Table (5.1): Abscisses des maxima des histogrammes des rapports d'images dans les différentes positions ($P=2$ à $P=5$) de la roue à filtre (fév-mar 96)

Quadrant Q	$P2,4,5/P1$ Avant lancement	$P2/P1$ Evaluation en orbite	$P4/P1$ Evaluation en orbite	$P5/P1$ Evaluation en orbite	$P3/P1$ Avant lancement	$P3/P1$ Evaluation en orbite
17,1 nm	0,51	0,44	0,45	0,43	0,33	0,27
19,5 nm	0,51	0,47	0,50	0,51	0,29	0,24
28,4 nm	0,36	0,32	0,38	0,34	0,11	0,12
30,4 nm	0,34	0,27	0,36	0,33	0,09	0,08

Nous avons vérifié la transmission du filtre $P = 2$ chaque fois que des images étaient disponibles, de janvier 96 à février 98, ce qui constitue une dizaine de données sur le maximum des histogrammes obtenus. Malheureusement, cette méthode a montré des variations qui peuvent atteindre 10 % pour les quadrants $Q = 17,1$ et $19,5$ nm sur des paires d'images prises dans la même journée. La variation solaire est probablement à l'origine de ces imprécisions qui affectent les rapports calculés.

A défaut d'autre méthode d'évaluation, il faut considérer que les valeurs de la table (5.1) comportent une incertitude minimale de 10 %. Les écarts qui apparaissent entre les évaluations des transmissions sur base du signal solaire et leurs valeurs théoriques peuvent être dus

- aux variations solaires entre les 2 images utilisées (effet de rotation et variations des sources)
- à l'incertitude des mesures en laboratoire lors des étalonnages,
- à une éventuelle contamination des filtres,
- à des imprécisions dans les durées d'exposition des images de vol.

Ce tableau permet aussi d'estimer l'allongement des temps de pose lorsque des filtres sont insérés dans le faisceau optique ($P > 1$). Passer de $P=1$ à $P=2$ nécessitera de doubler les temps de pose pour les quadrants 17,1 et 19,5 nm; ils seront triplés pour les deux autres quadrants.

5.1.2.4 Durées des expositions

La durée d'exposition est un paramètre critique pour les observations effectuées avec ce type d'instrument. Elle découle directement de la sensibilité de l'instrument et pourrait être à l'origine d'une perte de résolution due aux variations solaires.

A titre de comparaison avec les estimations théoriques de la table (4.17), nous avons repris en table (5.2) les valeurs moyennes du signal observé dans les images en début de mission (février 96). Le signal mesuré dans les régions calmes est déduit des histogrammes du signal dans une zone englobant le disque solaire, alors que le signal des régions actives, peu nombreuses à cette époque,

Chapitre 5

est mesuré localement. Cette dernière évaluation n'est qu'indicative, étant donné la variabilité qui existe d'une région active à une autre.

Avec des temps de pose variant de 2 à 60 s, nous pouvons conclure que l'instrument est bien adapté aux observations solaires à cette époque du cycle, sachant que l'obturateur mécanique ne permet pas des durées d'exposition inférieures à la seconde.

Table (5.2): Signal mesuré sur les premières images (fév-mar 96)

Filtre <i>P</i>		<i>Q</i> = 17,1 nm (DN/S)	<i>Q</i> = 19,5 nm (DN/S)	<i>Q</i> = 28,4 nm (DN/S)	<i>Q</i> = 30,4 nm (DN/S)
1	régions calmes	90~140	45~50	1,0~1,2	30~45
	régions actives	1.100	650	50	220
2, 4, 5	régions calmes	40~60	20~22	0,3~0,4	9~13
	régions actives	600	400	20	130
3	régions calmes	25~35	10~13	0,10~0,15	2,7~3,5
	régions actives	400	300	5	50

5.2 Mise à jour de la fonction de modulation de la grille-support du filtre focal

La suppression de la modulation des grilles-supports des filtres sur les images de vol n'a pu être réalisée au moyen du modèle théorique présenté dans le chapitre 4. Il était clair que ce modèle nécessitait l'identification précise du positionnement et de l'orientation de la grille du filtre focal pour définir la correction $M_{FA2}(i, j, Q)$.

Une méthode d'extraction du motif de modulation a été développée [5.4] sur base d'une moyenne d'images séparées de 8 h couvrant une vingtaine de jours d'observations (fig. 5.6), afin d'obtenir un éclaircissement de la grille plus uniforme en profitant de la rotation solaire. On y observe un motif brillant, comme l'ont indiqué les calculs théoriques. La technique d'extraction est basée sur la périodicité de l'ombrage de la grille qui se superpose au signal solaire dont la répartition spatiale est aléatoire. Nous en résumons ici les principales étapes, le lecteur intéressé trouvera une description détaillée en référence [5.4].

- A partir de cette moyenne d'images, le motif de grille est mis en évidence au moyen d'un filtrage passe-haut appliqué sur le logarithme du signal S , qui efface le fond de l'image. A ce stade, un motif de grille en surbrillance est clairement identifiable (fig. 5.7), avec une fréquence spatiale qui correspond à la période théorique de 440 μm , soit un peu moins de 21 pixels.
- Ensuite, afin de réduire les dernières structures solaires dans le motif calculé, un filtrage médian [5.6] est appliqué sur des régions de 5 x 5 pixels construites sur une trame carrée espacée de 21 pixels, qui est fort proche de la périodicité de la grille. Cette opération permet de mettre en évidence de façon beaucoup plus marquée le motif de modulation cyclique.
- En utilisant la transformée de Fourier sur le motif obtenu, l'analyse des pics fréquentiels permet d'identifier sans ambiguïté la présence d'une structure cyclique de période proche de 21 pixels. Une légère rotation de la grille-support par rapport à la trame de pixels apparaît à ce niveau, probablement causée par les différentes tolérances de montage. En appliquant un masque destiné à ne sélectionner que les pics de la grille, on obtient par transformée inverse le motif de modulation recherché (fig. 5.9). Une carte de correction pour chaque quadrant est ainsi construite. Elle est normalisée de manière à avoir une moyenne unitaire, le facteur d'obturation de la grille (table (4.4), "Transmission de la grille") étant pris en compte dans les fonctions de bande passante.

Cette procédure a permis d'obtenir un jeu de cartes de correction, qui s'appliquent à toutes les images individuelles, par une simple opération de division du signal mesuré S . Le résultat est très satisfaisant, mais cette correction reste toutefois moins précise dans les zones éloignées du disque solaire, qui présentent un faible éclaircissement de la grille. La figure 5.8 présente l'image moyenne corrigée à 19,5 nm. Le quadrant 28,4 nm présente la carte de correction la moins régulière, donc a priori la moins précise, en raison du jeu d'images moins complet utilisé pour le calcul. Ce quadrant est moins utilisé en raison des temps de pose plus importants qu'il requiert. D'autre part, la carte du quadrant 30,4 nm est affectée d'irrégularités à l'extérieur du disque solaire, conséquence de l'absence d'He II dans la couronne.

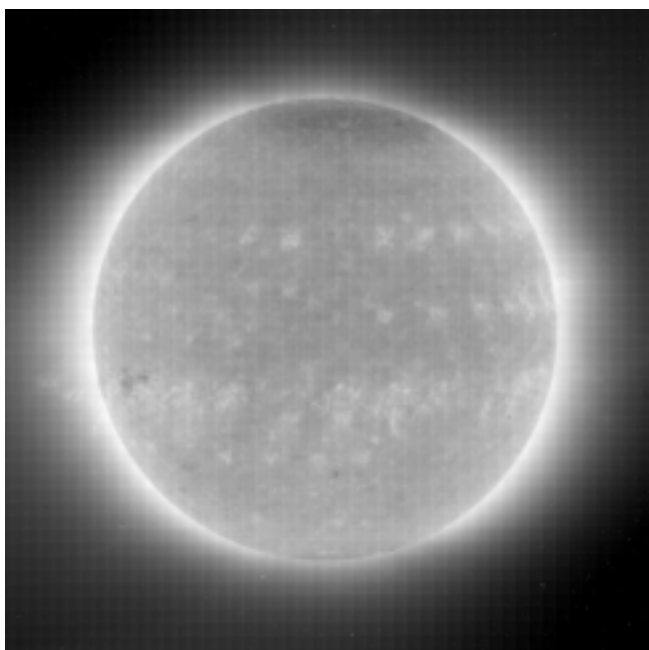


Figure 5.6: Image moyenne avant correction (19,5 nm)

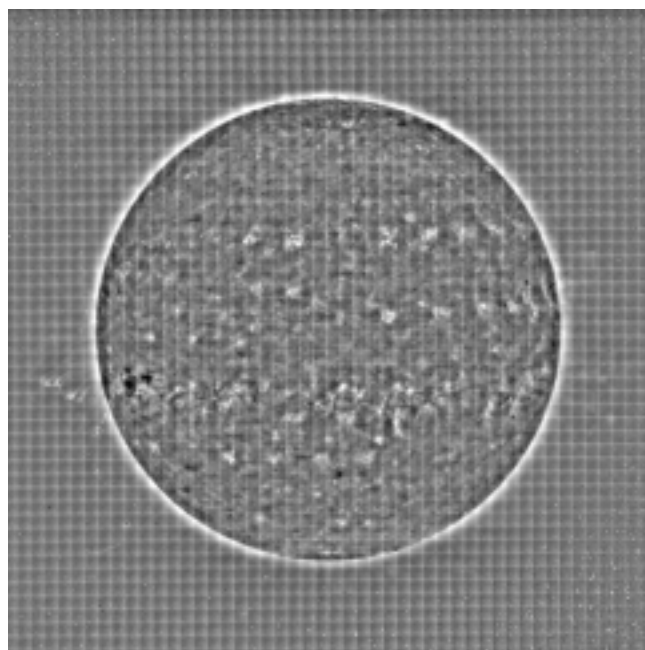


Figure 5.7: Image moyenne après filtrage passe-haut

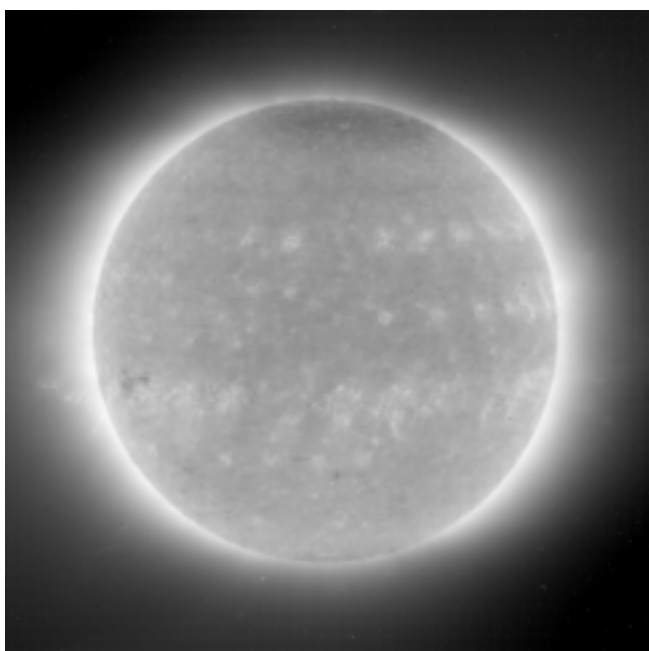


Figure 5.8: Image moyenne corrigée (19,5 nm)

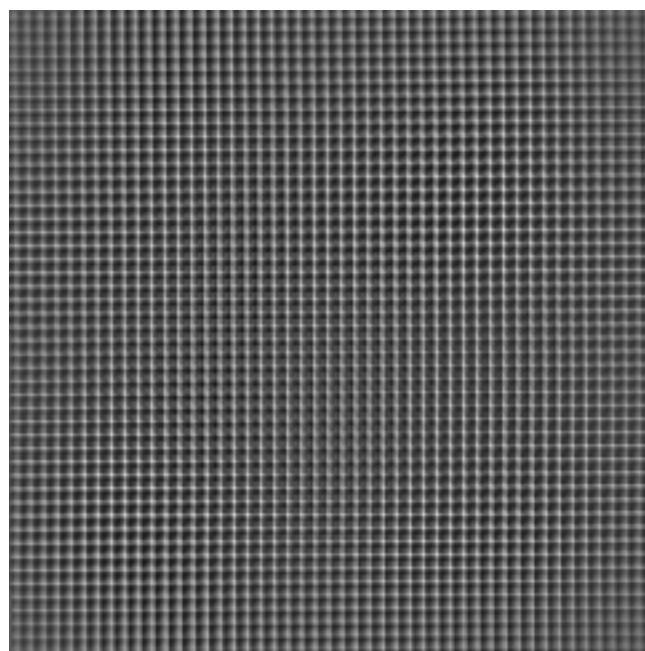


Figure 5.9: Carte de modulation de la grille focale à 19,5 nm

Nous avons représenté en figure 5.10 les 4 motifs de grilles extraits dans les différents quadrants dans une région de 64 pixels centrée dans le champ, avec en surimpression l'isocontour unitaire qui correspond à l'absence de modulation. Il est intéressant de noter la symétrie d'un quadrant à l'autre, marquée par l'assombrissement plus marqué d'un coin de chaque maille, comme nous l'avons calculé au chapitre 4. Les décalages en translation d'un quadrant à l'autre sont identiques à ceux prévus théoriquement sur base du décentrement des pupilles et du positionnement axial du filtre. Néanmoins, ces motifs de grilles extraits présentent des écarts par rapport aux modèles théoriques basés sur un support géométriquement parfait.

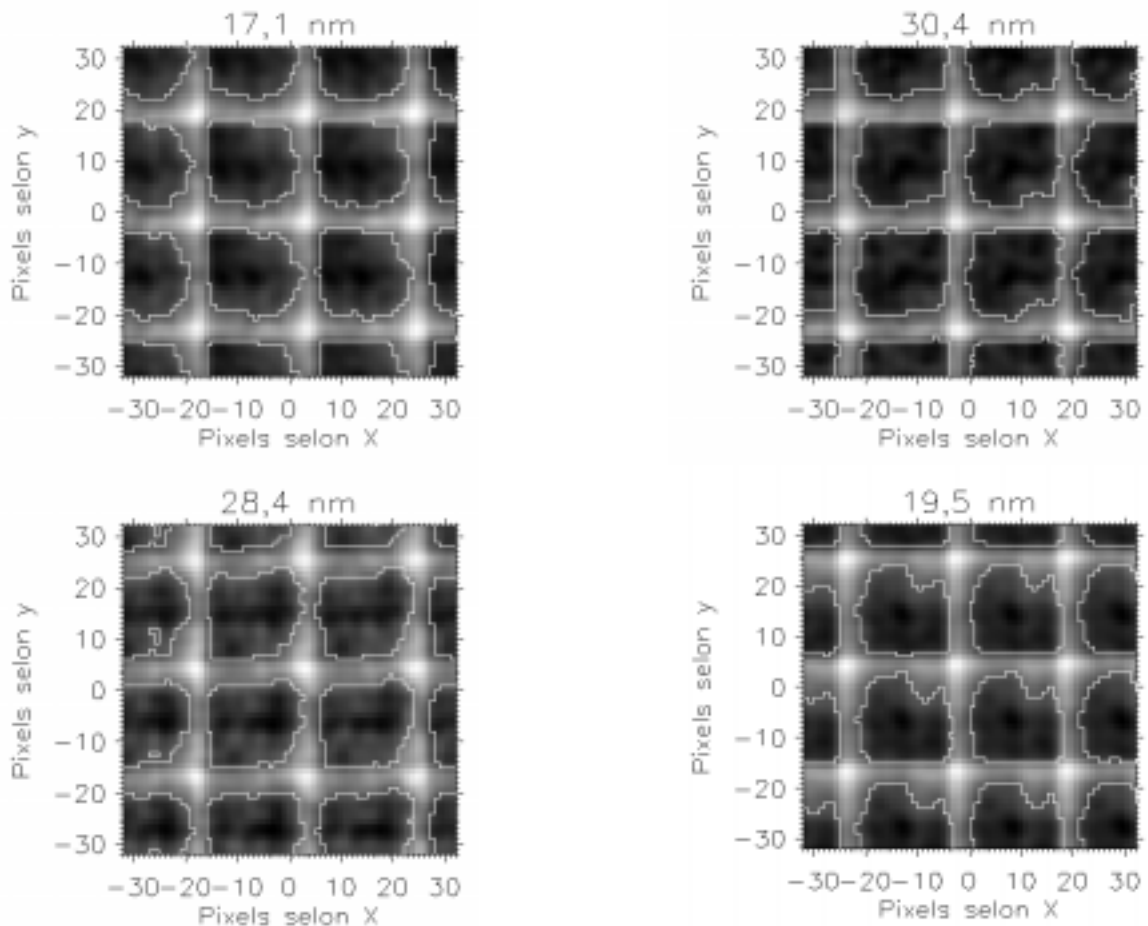


Figure 5.10: Modulations extraites des images de vol dans la région centrale du champ, avec en surimpression l'isocontour unitaire (modulation neutre)

Les motifs de modulation ainsi extraits présentent des variations dans le champ, comme l'indique la figure 5.10. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces irrégularités :

- L'illumination de la grille présente beaucoup de variations dans l'image : certaines régions sont peu voire très peu éclairées, ce qui rend l'extraction de la grille localement moins efficace.
- Lorsque l'on s'éloigne du centre du champ de vue, il pourrait se produire un phénomène de réflexion en incidence rasante sur les barreaux de la grille qui ont une épaisseur physique non nulle, ce qui perturberait la régularité du motif de grille réel.
- Nous ne connaissons pas la géométrie réelle de la grille, qui pourrait présenter des variations de largeur des barreaux.
- Comme nous l'avons détaillé dans le chapitre 4, la courbure de champ a pour effet d'introduire une défocalisation variable dans le champ. Nous avons effectué des simulations théoriques afin d'étudier la sensibilité de la modulation à une défocalisation. On ne détecte ainsi qu'une réduction de la modulation atteignant au maximum 3 % dans les coins du champ. La géométrie du motif ne semble pas modifiée contrairement aux irrégularités de la figure 5.10.
- Notons finalement que l'astigmatisme inhérent à la formule optique utilisée dégrade la qualité optique pour les grands angles de champ. Cet effet est moins important que la courbure de champ et ne doit pas être perceptible à ce niveau.

Nous présentons en table (5.3) les valeurs minimales et maximales, ainsi que l'écart type de la modulation extraite des images de vol. Notons à nouveau que les résultats du quadrant 28,4 nm présentent de fortes variations et des imprécisions dans les zones éloignées du disque, ce qui peut expliquer les valeurs qui s'écartent assez bien des trois autres quadrants.

Chapitre 5

Table (5.3): Modulation des grilles extraites en début de mission (filtre focal)

<i>Quadrant Q</i>	<i>Minimum</i>	<i>Maximum</i>	<i>Ecart type</i>
17,1 nm	0,892	1,196	5,1 %
19,5 nm	0,899	1,192	4,5 %
28,4 nm	0,847	1,218	4,7 %
30,4 nm	0,903	1,207	5 %

En comparant ces données aux valeurs obtenues avec le modèle théorique (table (4.11)), nous pouvons souligner ici le bon accord entre ces motifs extraits et les prédictions théoriques. Néanmoins, d'un point de vue pratique, ces modulations théoriques ne permettent pas de corriger efficacement les images réelles. Le traitement des données de vol sera donc basé sur des motifs de modulation établis en début de mission extraits à partir des moyennes d'images.

5.3 Mise à jour de la correction de modulation des filtres de la roue

L'ajout d'un filtre ($P > 1$) dans le faisceau optique est une configuration en principe très peu utilisée en début de mission, pour autant que les filtres d'entrée ne présentent pas de fuites de lumière. Néanmoins, suite à une erreur de télécommande, c'est en position $P = 2$ que les premières images ont été enregistrées. Cette confusion nous a donné l'opportunité d'obtenir une série d'images pour caractériser la fonction de modulation $M_{FA3}(i, j, Q, P = 2)$ en début de mission.

Les 4 cartes de modulation ont été extraites sur base de moyennes d'images, avec la méthode de filtrage décrite en section 5.2. C'est également un motif de grille brillant qui apparaît. Notons que la modulation du filtre focal est permanente et se superpose à celle des filtres de la roue. La modulation isolée des moyennes d'images pour $P = 2$ est le résultat de la combinaison des effets des 2 types de grilles qui présentent des fréquences spatiales très proches. L'extraction de la contribution propre de la grille-support du filtre $P = 2$ s'obtient par simple correction du motif extrait au moyen de la modulation "grille focale" calculée.

Les 4 cartes ainsi définies pour $P = 2$ présentent une modulation moins importante que celle de la grille "focale". Les valeurs extrêmes de la modulation sont présentées en table (5.4). Ces données présentent des écarts au modèle théorique (table (4.12)) qui atteignent 8 %, dans le sens d'une modulation moins importante. Ces différences pourraient s'expliquer par les variations du repositionnement de la roue à filtre dans les images utilisées pour définir le motif de référence. La superposition de la grille focale est également à l'origine d'imprécisions supplémentaires. A nouveau, ce sont ces motifs extraits sur les images de vol qui seront utilisés pour définir la fonction $M_{FA3}(i, j, Q, P)$.

Table (5.4): Modulation des grilles extraites en début de mission (filtre de la roue, $P = 2$)

<i>Quadrant Q</i>	<i>Minimum</i>	<i>Maximum</i>	<i>Ecart type</i>
17,1 nm	0,904	1,159	3,4 %
19,5 nm	0,904	1,167	3,2 %
28,4 nm	0,873	1,195	3,3 %
30,4 nm	0,878	1,178	3,3 %

Les autres corrections pour $P = 3, 4$ et 5 seront définies ultérieurement suivant la même procédure, lorsqu'un nombre d'images suffisant dans ces positions de la roue sera disponible.

5.4 Evolution de la réponse globale de l'instrument

5.4.1 Introduction

Les fonctions de réponse de l'instrument ont été définies au chapitre 4. Leur mise à jour nécessiterait une source EUV uniforme ou stable, correctement étalonnée. La couronne solaire observée par l'instrument ne répond a priori à aucun de ces critères. Néanmoins, nous montrons ici qu'il est possible de mettre à profit les observations régulières d'EIT et le pointage stable de SOHO pour en déduire des variations relatives de sa réponse.

5.4.2 Evolution de la réponse globale au cours des 8 premiers mois

EIT est opéré quotidiennement à bord de SOHO. Plusieurs dizaines d'images sont retransmises chaque jour, ce qui assure un suivi de l'évolution de la couronne solaire, mais également de la réponse de l'instrument. En reportant une fonction du signal moyen, nous pouvons caractériser les variations de la réponse globale en fonction du temps. Nous limiterons l'étude au signal global enregistré dans la zone du disque solaire, qui est constitué d'un ensemble fixe de pixels qui imagent en permanence des sources d'émission EUV.

Si la réponse instrumentale est constante, l'activité solaire et le défilement périodique des régions actives doivent faire apparaître des changements cycliques d'une période proche de 25 jours. La figure 5.11 représente la valeur médiane du signal dans la zone du disque solaire au cours des premiers mois de la mission. Cette valeur est exprimée en DN/s, elle est comptabilisée séparément pour chaque quadrant. Un facteur correctif est appliqué lorsque le filtre $P = 2$ est utilisé, afin de retrouver une réponse équivalente à la position $P = 1$, il est issu de la table (5.1). La normalisation est arbitrairement basée sur la réponse en date du 31-jan-96, lorsqu'elle atteint son premier maximum.

D'emblée, ces courbes du signal médian dans le disque solaire à 19,5 et 28,4 nm présentent une variabilité fort importante, essentiellement causée par le défilement des zones actives de la couronne solaire. Notons qu'analyser la valeur médiane permet d'écartier les rayons cosmiques qui sont accumulés sur les images à longue exposition ($Q=28,4$ nm) qui augmenteraient artificiellement la valeur de la moyenne arithmétique. Une tendance commune se dégage plus clairement des résultats à 17,1 et 30,4 nm. En particulier, dans ce dernier quadrant, la structure des images est fort différente des autres, car la distribution d'He II dans le disque solaire est plus homogène, les régions actives en ressortent moins. Il est donc logique d'y trouver moins de variations dues à l'activité solaire.

Sur ces figures, on observe une première amélioration de la réponse, jusqu'au début février 96. Cet accroissement du signal, plus important dans les quadrants $Q = 28,4$ et $30,4$ nm, peut être attribué à l'effet bénéfique du dégazage des surfaces optiques des miroirs et des filtres, qui sont exposées à un vide plus important que lors des phases préparatoires au sol. Les constituants initialement adsorbés formés essentiellement de vapeur d'eau, et encore présents en début de mission sont responsables de l'absorption d'une partie du rayonnement EUV, qui s'est atténuée progressivement avec leur dégazage.

Performances en cours de mission

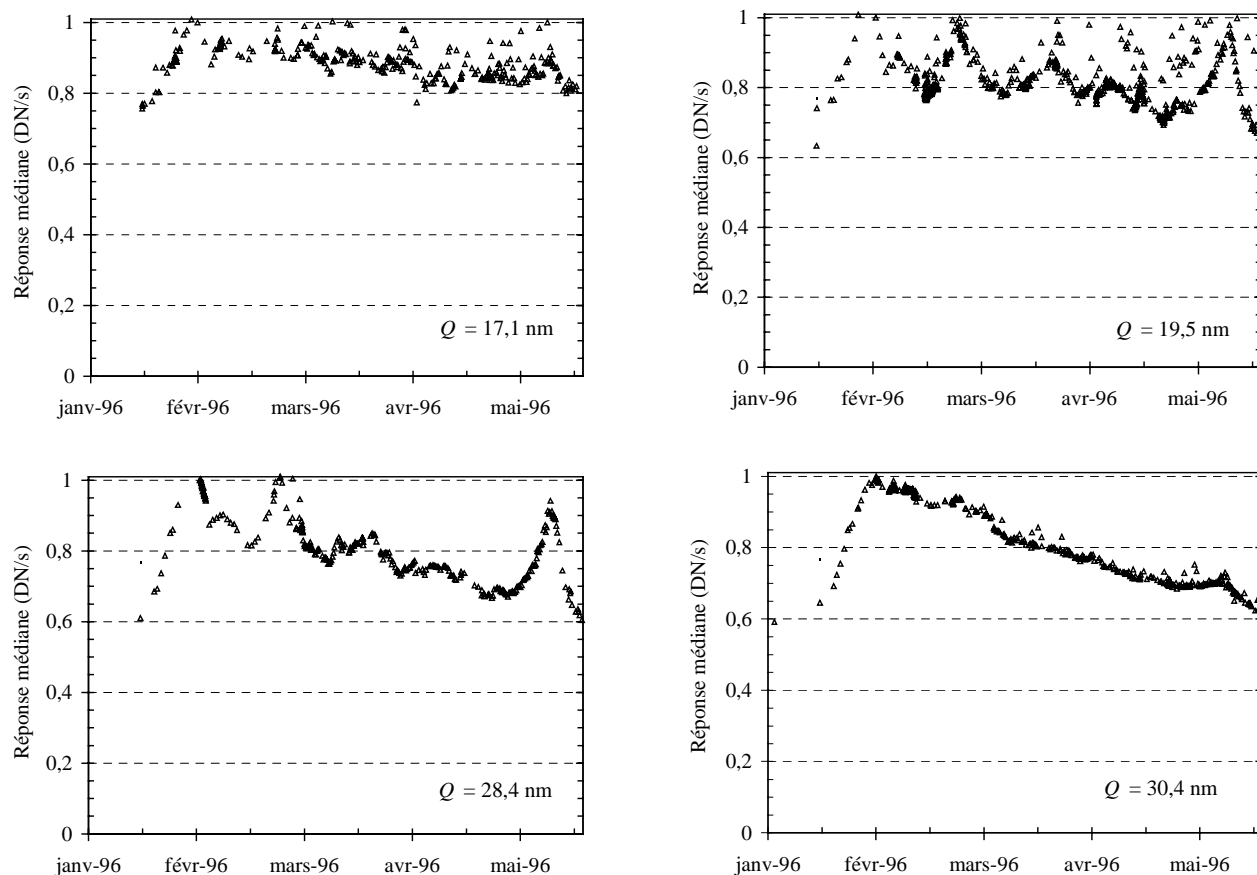


Figure 5.11: Signal moyen au cours des 5 premiers mois de la mission

Ensuite, une baisse régulière apparaît sur ces courbes, indice d'une dégradation progressive de la réponse instrumentale. A nouveau, c'est le quadrant 30,4 nm qui présente le changement moyen le plus important. Ces variations correspondent à une réduction du signal dans le temps, qui peut être estimée à une perte de 30 % à 30,4 nm et de 10 à 20 % à 17,1 nm entre début février et fin mai 96. Ces observations nous conduisent à penser à un phénomène d'absorption par un contaminant qui s'accumulerait sur des surfaces qui interceptent le faisceau optique. Cette éventualité laisse courir le risque d'une fixation photochimique du dépôt potentiel avec le rayonnement EUV accumulé au cours des observations solaires, si la vapeur d'eau n'est pas le seul constituant dégazé. La polymérisation à l'exposition EUV de certains composés est un phénomène bien connu qui risque de provoquer des dégradations irréversibles [5.5].

C'est fin mai 96 que la première séquence de réchauffage du détecteur a été appliquée. Le CCD est porté à une température de $+15^{\circ}\text{C}$ pour une durée 45 heures. Le résultat de cette opération est immédiat. La réponse médiane dans le disque à 30,4 nm remonte à un niveau jamais atteint en début de mission, soit 20 % supérieur à celui de fin janvier 96. La restauration est moins apparente dans les 3 autres quadrants, en raison de l'activité solaire qui entache la valeur médiane du signal. Notons que cette amélioration de la réponse démontre que la dégradation se produit au niveau du CCD, car l'état thermique des filtres et des miroirs n'a pas été modifié lors de cette séquence.

Cependant, dès les premières observations qui suivent le réchauffage, on observe un taux de dégradation plus important que précédemment. A la mi-juillet 96, la réponse n'atteignait plus que 75 % de son niveau de fin janvier 96. Un nouveau réchauffage est alors opéré pour une durée de 24 h. On observe encore un effet immédiat sur la réponse à 30,4 nm. Le comportement de la réponse reprend une allure similaire à celle du cycle précédent, mais la restauration atteint un

niveau un peu inférieur à celui du premier réchauffage. Les valeurs médianes de la réponse dans les quadrants 17,1 et 30,4 nm sont représentées en figure 5.12. Les deux discontinuités (flèches verticales) correspondent aux séquences de réchauffage du détecteur. La réponse du quadrant $Q = 17,1$ nm est fort variable, ce qui est fort probablement dû à l'activité solaire, comme peuvent aussi le témoigner les 2 autres quadrants non représentés ici.

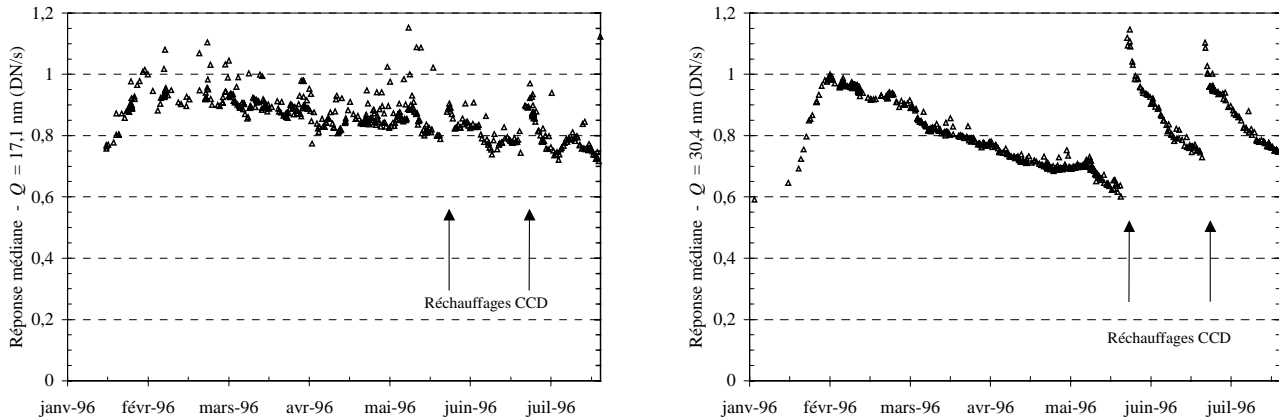


Figure 5.12: Valeur médiane de la réponse dans le disque à 17,1 et à 30,4 nm, les séquences de réchauffages sont indiquées par les flèches verticales

5.4.3 Evolution à plus long terme

La mission SOHO s'est déroulée sans problème majeur pendant les deux premières années qui ont suivi son lancement. Le contact avec les antennes de réception du réseau "Deep Space Network" (DSN) de la NASA est resté parfaitement opérationnel, et a permis d'obtenir quotidiennement plusieurs heures de liaison directe avec le satellite. Le pointage est resté remarquablement stable, il en a été de même pour les conditions thermiques des instruments.

Plus précisément, à bord d'EIT, hormis la baisse progressive de la réponse partiellement restaurée par des phases de réchauffage périodiques, on relève un incident au niveau de l'obturateur qui est resté en position ouverte pendant plusieurs heures en juillet 96. On peut aussi noter des problèmes de commande occasionnels avec le masque sélecteur, qui ont engendré un échauffement temporaire sans gravité. Pour le reste, l'instrument est nominal et est opéré essentiellement en position $Q=1$ (pas de filtre).

C'est à partir du début de 1998 que les premiers problèmes apparaissent.

Le 4 février, les 4 quadrants d'EIT sont subitement affectés par une nouvelle fuite de lumière localisée dans la partie supérieure de l'image, sur une région un peu plus étendue que la fuite présente en début de mission à 28,4 nm. Il s'agit manifestement d'une entrée de lumière visible qui illumine dans tous les quadrants la déchirure initiale du filtre focal. EIT étant le seul instrument affecté par ce type de problème, l'explication la plus plausible est attribuée à une micrométéorite qui aurait percuté l'entrée du baffle frontal et se serait dispersée en plusieurs particules qui auraient endommagé tous les filtres d'entrée. Un tel impact semble à priori très improbable mais aucune anomalie ni perturbation thermique n'a été détectée dans l'instrument. Il est alors devenu impératif d'opérer l'instrument dans la configuration $P=2$, ce qui a pour effet de doubler les temps d'exposition tout en supprimant l'ensemble des fuites de lumière, et d'utiliser la correction

Performances en cours de mission

$M_{FA3}(i,j,Q,P=2)$. L'instrument n'a plus connu d'autres problèmes lors de ses trois premières années de mise en service.

Le 24 juin 1998, lors d'une manœuvre de stabilisation des roues à inertie précédée par un étalonnage erroné des gyroscopes, le contrôle du satellite est entièrement perdu. Peu après, toutes les communications avec SOHO sont interrompues, probablement à cause d'un dépointage excessif des antennes directionnelles. Il apparaît rapidement que plus aucune puissance électrique n'est disponible, conséquence de la mise à l'ombre des panneaux solaires. Tous les instruments sont donc dans des conditions thermiques inappropriées, sans possibilité de contrôle thermique de survie. Ce n'est que vers la mi-août 98, que SOHO est localisé au moyen d'un radar et de l'antenne de 300 m de diamètre du radiotélescope d'Arecibo. Il sera progressivement repris en main par les contrôleurs de la NASA. Vers la mi-octobre 98, le satellite sera à nouveau pleinement opérationnel, à l'exception de 2 gyroscopes sur 3. Bien qu'éloignées des spécifications nominales, les conditions thermiques rencontrées lors de cet incident prolongé n'ont apparemment pas causé de dommage aux instruments. Plus particulièrement, sur EIT, le dépointage a provoqué l'éclairement périodique du radiateur du CCD, et a maintenu le détecteur à une température estimée à +45°C pendant une période de 2 mois. Ce réchauffement prolongé a eu un effet bénéfique sur le détecteur, ce qui lui a permis de retrouver un signal EUV bien meilleur qu'avant l'incident, similaire à la réponse observée en septembre 96. De plus, l'évolution du signal médian ne présente plus de baisse continue suite à cet incident, ce qui tend à montrer qu'une partie du contaminant potentiel a été évacuée de l'instrument. Par contre, l'activité solaire croissante à cette époque du cycle affecte beaucoup plus que précédemment la réponse médiane.

Le 21 décembre 98, le dernier gyroscope tombe en panne. Les observations à bord de SOHO sont interrompues pendant 6 semaines, pendant lesquelles un pointage approximatif est assuré par les moteurs à hydrazines. Le programme de contrôle d'attitude à bord de SOHO est alors modifié pour permettre un contrôle sans gyroscopes. SOHO est à nouveau pleinement opérationnel à partir de début février 99. Aucun changement n'est décelé dans la réponse d'EIT.

Nous avons retracé en figure 5.13 les variations de la réponse médiane dans le disque solaire tout au long des trois premières années de la mission pour les quadrants 17,1 et 30,4 nm. Nous avons y repéré les deux périodes non opérationnelles ("Perte de SOHO"), les autres discontinuités marquent l'effet des séquences de réchauffage contrôlé, qui sont repérées sur la courbe inférieure. Après la perte temporaire de SOHO, les réponses à 17,1 et 30,4 nm ont adopté des variations similaires, provoquées par l'activité solaire. Bien que fortement dépendante de la normalisation adoptée, la réponse à 30,4 nm restera supérieure à celle du quadrant $Q=17,1$ nm à partir d'octobre 98.

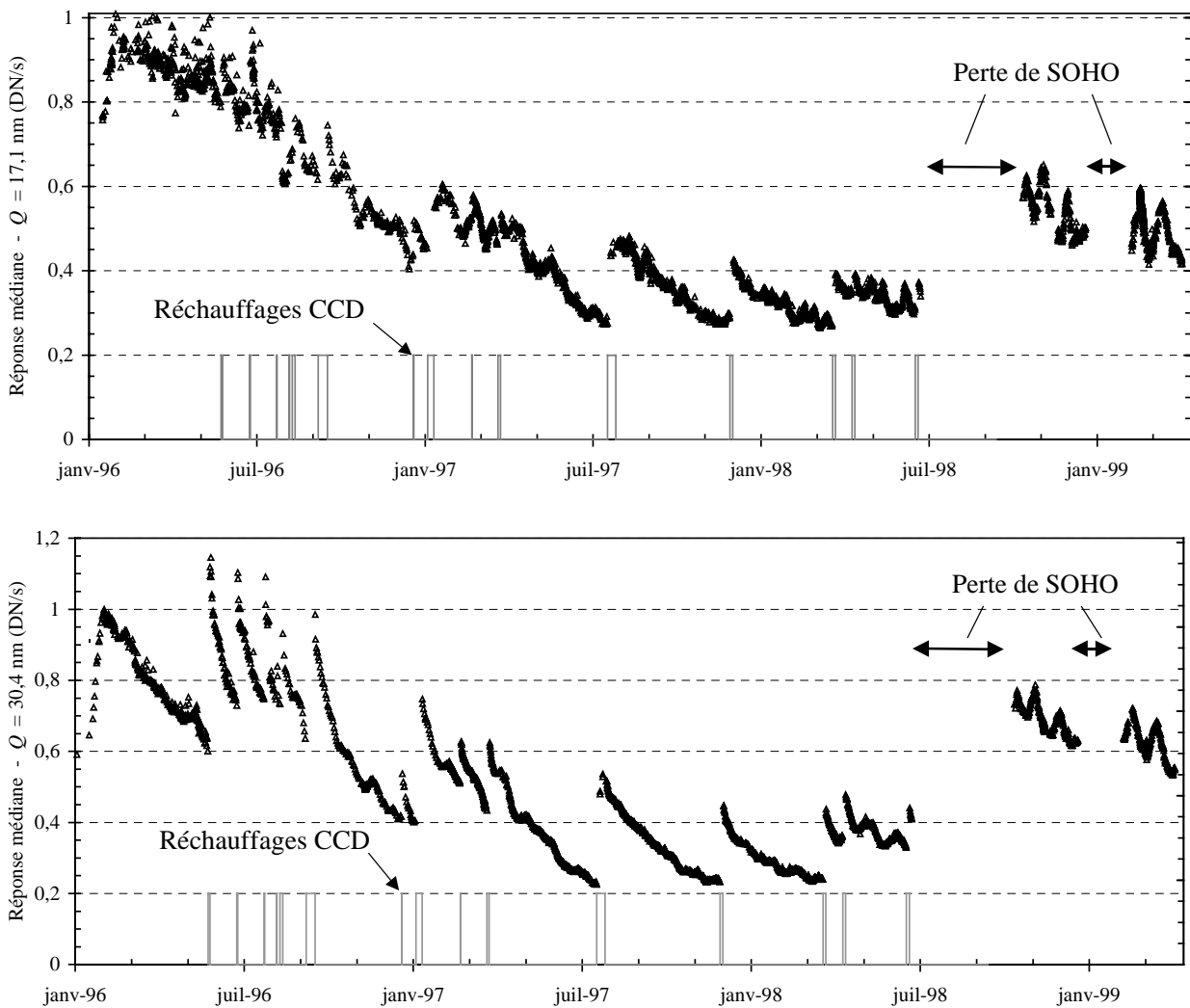


Figure 5.13: Evolution de la réponse médiane des quadrants $Q = 17,1$ et $30,4$ nm dans la région du disque solaire tout au long des 3 premières années de la mission EIT-SOHO

5.4.4 Variations de la réponse à la lampe de calibration

L'instrument est doté de la possibilité d'éclairer directement le détecteur avec une ampoule à incandescence, tout en maintenant l'obturateur fermé de manière à bloquer le rayonnement solaire EUV. Cet éclairage n'est pas uniforme, mais présente une certaine reproductibilité (non caractérisée lors des essais au sol) qui permet d'analyser l'évolution de la réponse du détecteur dans le domaine visible.

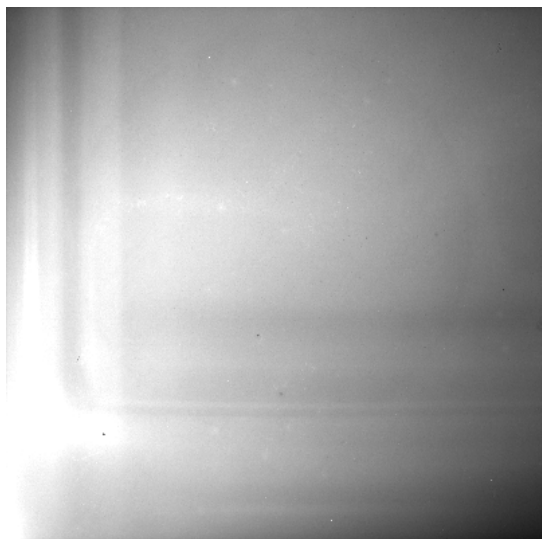


Figure 5.14: Première image de la lampe de calibration (23-mar-96)

Malheureusement, les images prises lors des premières semaines de la mission sont inexploitable en raison de problèmes de télémétrie. Leur nécessité n'étant pas apparue rapidement, il faut attendre le 23 mars 96 pour obtenir une image de lampe de calibration utilisable (fig. 5.14).

Dans la mesure du possible, les images suivantes seront prises systématiquement avant et après chaque réchauffage du détecteur afin de caractériser les effets de ces séquences. En utilisant les cartes de signal relatif par rapport à la référence de mars 96, le signal médian dans la zone du disque solaire, à l'extérieur et dans l'ensemble du champ est reporté en figure 5.15 pour chaque image de ce type. Les séquences de réchauffage y sont également rapportées.

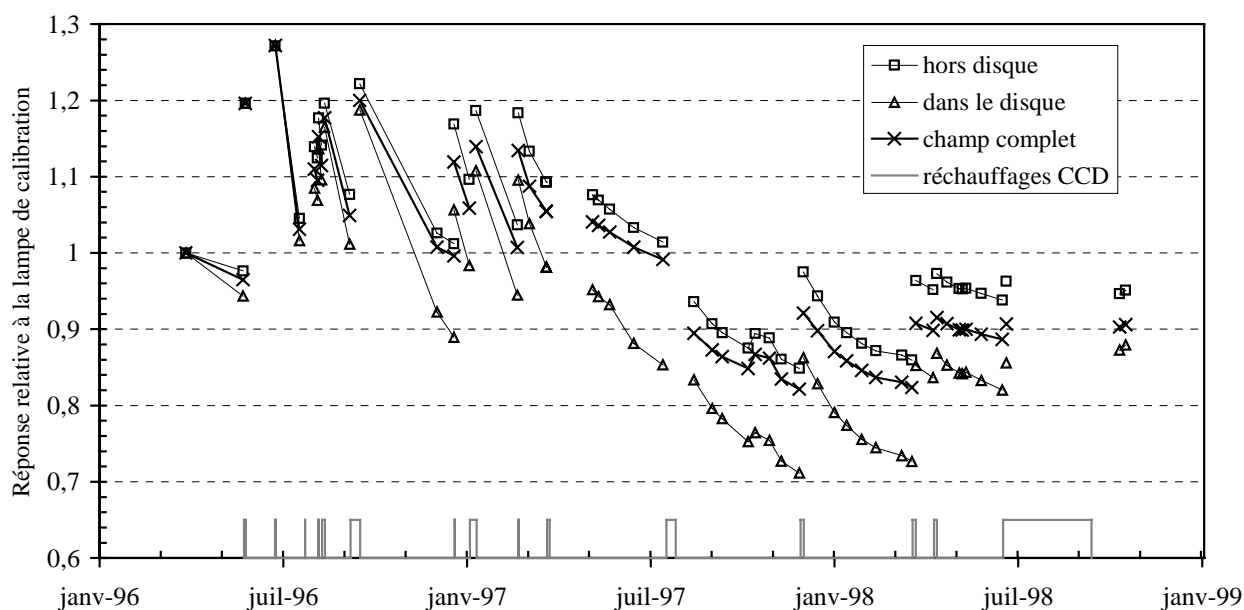


Figure 5.15: Evolution de la réponse médiane relative à la lampe de calibration dans les différentes régions du détecteur ; les périodes de réchauffage sont marquées par les discontinuités et par les sauts de la courbe inférieure

Ces résultats montrent que la réponse du détecteur dans le visible subit des variations considérables après le premier réchauffage de mai 96. Comme dans l'EUV, on observe une baisse du signal entre les séquences de réchauffage, lesquelles permettent de restaurer une partie de la réponse. La zone du disque solaire paraît subir plus de détériorations, qui ne peuvent être produites que par l'éclairement EUV plus important de ces pixels. Les variations locales de la réponse visible sont discutées ultérieurement avec les non-uniformités de la réponse EUV.

Signalons que la lampe de calibration est utilisée en éclairage direct, ces variations ne sont donc imputables qu'au détecteur.

5.4.5 Diagnostics sur les variations observées

D'une part, le détecteur constitue une des surfaces les plus froides de l'instrument. Par conséquent, c'est préférentiellement sur sa surface que viendront se condenser les constituants dégazés par les surfaces environnantes.

D'autre part, la configuration de la section détecteur présente une efficacité de pompage assez médiocre, elle est entièrement obstruée par le baffle "focal", qui ne présente que 2 petites ouvertures de quelques dizaines de mm². Ces deux orifices débouchent dans la partie télescope, elle-même entièrement masquée par les filtres d'entrée, et également équipée de deux petites ouvertures à faible conductance de pompage. Nous pouvons raisonnablement estimer la pression interne à une valeur inférieure à 10 Pa, ce qui correspond à un libre parcours moyen des molécules d'air à 20°C de l'ordre du mètre [5.7] [5.8], ce qui est bien supérieur aux dimensions caractéristiques de la cavité du détecteur. Dans ces conditions, les transports moléculaires sont régis par des considérations géométriques et statistiques, il s'agit du régime moléculaire. L'efficacité de pompage des 2 ouvertures dans ce régime se réduit encore. Il est dès lors établi que la section détecteur est celle qui sera dégazée la moins efficacement.

Parmi les différents contaminants qui pourraient être dégazés par les surfaces internes de la caméra, la vapeur d'eau est certainement celui qui est présent en plus grande quantité. C'est donc de la glace qui serait piégée par la surface froide du CCD. C'est pourquoi nous évaluons ici l'importance de l'absorption d'une couche de glace dans les longueurs d'onde EUV.

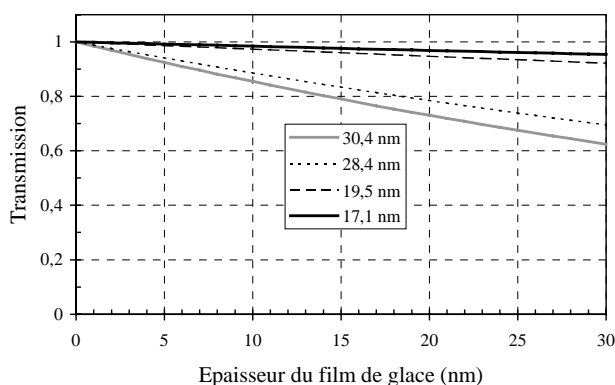


Figure 5.16: Transmission d'une couche de glace dans l'EUV

En figure 5.16, nous avons reporté la courbe exponentielle du coefficient de transmission d'une couche de glace en fonction de son épaisseur, à partir de son indice de réfraction complexe calculé à partir des tables [5.9]. Notons que la glace présente un indice imaginaire 10 fois plus faible à 17,1 nm ($\beta=0.0039$) qu'à 30,4 nm ($\beta=0,038$), ce qui explique l'atténuation plus importante du rayonnement à 30,4 nm malgré sa plus grande longueur d'onde.

La formation d'un condensat sur les détecteurs refroidis est un problème rencontré régulièrement par les instruments spatiaux destinés aux observations dans le domaine EUV et X mou [5.10][5.11]. La perte de réponse observée à 30,4 nm fin mai 96 pourrait ainsi correspondre à l'accumulation d'une couche de 30 nm de glace. Cependant, à 17,1 nm, l'absorption théorique de la glace ne permet pas d'expliquer une perte de plus de 5 %, pour une dégradation observée sur les images de 10 à 20 %. Cet écart s'expliquerait par les imprécisions qui affectent notre connaissance des indices à ces longueurs d'onde, par la présence d'autres contaminants ou par les variations de l'activité solaire qui masquent la vraie dégradation.

A partir d'un taux d'accumulation du contaminant constant dans le temps, ce qui suppose des conditions de pression et température constantes, nous pouvons construire un modèle d'absorption très simple. L'équation (4.3), nous fournit la loi définissant la perte de signal par absorption. Nous en déduisons un modèle de réponse décrit par l'équation (5.1), où S est le signal mesuré à l'instant

Performances en cours de mission

t , S_0 le signal en $t=0$, avec γt l'épaisseur de la couche de contaminant linéairement croissante dans le temps, γ étant le taux de croissance et β est la partie imaginaire de l'indice de réfraction.

$$S = S_0 \cdot e^{-\frac{4\pi\beta\gamma t}{\lambda}} \quad (5.1)$$

En utilisant la réponse médiane à 30,4 nm comme courbe de référence, nous obtenons une bonne comparaison avec $\gamma=0,27$ nm/jour, comme présenté en figure 5.18. Pour la comparaison avec la perte de réponse observée à 17,1 nm, le signal de référence n'est pas aisé à identifier, car un surcroît d'activité solaire apparaît précisément entre fin janvier et début février 96, comme en témoignent les 2 autres quadrants d'observation des raies du fer (19,5 et 28,4 nm). Néanmoins, en prenant deux extrêmes (fig. 5.17) avec ce même taux de croissance γ la comparaison permet de retrouver une tendance similaire, avec toutefois moins de concordance. Des résultats intermédiaires peuvent être obtenus dans les deux autres quadrants. Malheureusement, nous ne disposons pas de données suffisantes pour analyser en détail la réponse à la lampe de calibration en ce début de mission.

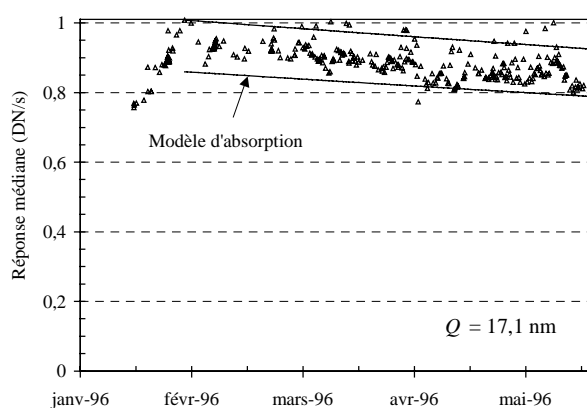


Figure 5.17: Comparaison des observations avec le modèle d'absorption de la glace pour $\lambda=17,1$ nm.

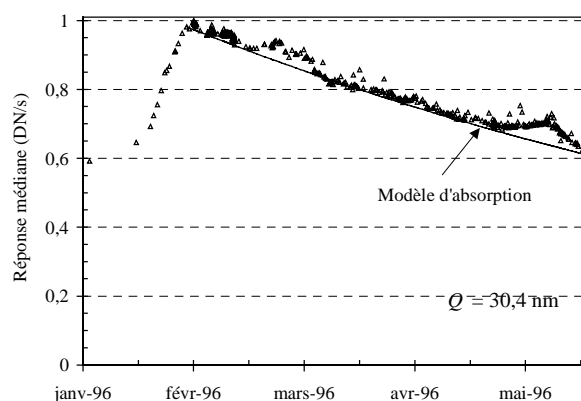


Figure 5.18: Comparaison des observations avec le modèle d'absorption de la glace pour $\lambda=30,4$ nm

Suite au premier réchauffage de mai 96, les dégradations de la réponse à 30,4 nm (fig. 5.12) et à la lampe de calibration (fig. 5.15) ont résolument pris une autre allure. Il est clair qu'un nouveau mécanisme, un taux d'accumulation accru ou un nouveau type de contaminant intervient dans la perte de signal. Le premier réchauffage a certainement dégazé une partie du contaminant accumulé progressivement jusqu'en mai 96, mais a peut-être libéré d'autres substances qui étaient adsorbées. Ces constituants dégazés restent très probablement confinés dans la section détecteur, et en partie condensés sur la base du doigt froid, qui reste refroidie par le radiateur. Néanmoins, toutes les surfaces environnantes sont à $+20^{\circ}\text{C}$, et présentent donc un temps de résidence [5.12] pour les substances adsorbées beaucoup plus court que le CCD et son support (environ 4.000 fois plus court). Après le réchauffage, on retrouve donc fort probablement à proximité du détecteur une atmosphère résiduelle constituée des substances dégazées, qui va à nouveau favoriser la constitution d'un nouveau dépôt qui s'accumulera sur le détecteur jusqu'au prochain réchauffage. Ce cycle est illustré en figure 5.19.

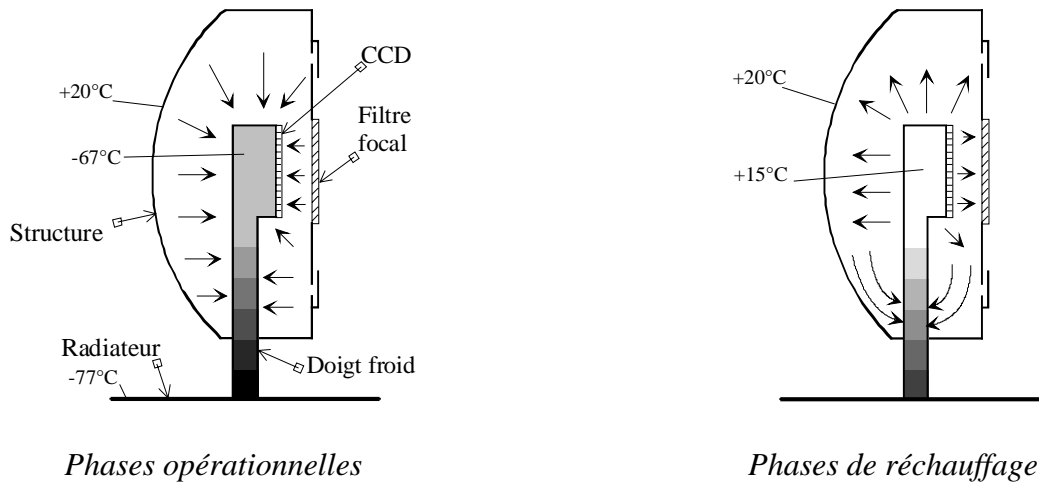


Figure 5.19: Dégazage et accumulation d'un condensat sur le CCD et le doigt froid

La perte de SOHO entre juin et septembre 1998 a produit un réchauffage du détecteur pendant 2 mois à une température proche de +45°C. La récupération est 4 fois supérieure à celle obtenue lors du dernier réchauffage à +15°C. De plus, cet arrêt des observations pendant une longue durée et cette température impossible à atteindre en mode normal ont permis de modifier fondamentalement le vieillissement de la réponse dans le disque. La perte de signal n'est plus aussi marquée et ne semble plus dépendre du quadrant observé, ce qui pourrait indiquer l'évacuation des contaminants qui restaient piégés dans l'enceinte de la caméra, qui a été favorisée par le pompage prolongé pendant 2 mois. Les variations du signal médian semblent provenir de l'activité solaire.

La réponse médiane dans le disque ne fournit pas d'indications sur l'état des pixels localisés en dehors de cette région, où le signal solaire EUV est très variable ou inexistant. Néanmoins, les images de lampe de calibration y font apparaître des variations similaires, mais un peu moins importantes que dans le disque. Un effet similaire est fort probablement présent dans l'EUV, mais nous sommes dans l'impossibilité de le caractériser.

5.4.6 Résumé des constatations obtenues avec l'examen de la réponse médiane

Le suivi de la réponse médiane dans le disque fournit une référence sur l'état de la réponse instrumentale en cours de mission. Les courbes ainsi établies présentent des limitations importantes dans leur exploitation, en restant affectées par les variations de l'activité solaire et le défilement permanent des régions actives.

Néanmoins, elles mettent en évidence des tendances bien marquées :

- la réponse subit une baisse permanente lors des périodes d'observations ;
- les phases de réchauffage permettent de restaurer une partie de la réponse, dont le taux de récupération n'est pas systématique ;
- la réponse à 30,4 nm est moins affectée par les variations solaires en début de mission et constitue la meilleure référence ;
- la perte de signal est plus importante dans le quadrant 30,4 nm en début de mission;
- la baisse est plus importante lors des observations à haute cadence, ce qui laisse penser qu'intervient un autre phénomène qu'un simple dépôt de glace ;
- la baisse de signal dans le visible après le premier réchauffage ne peut pas s'expliquer par un dépôt de glace, ce qui implique un autre constituant ou un autre mécanisme de dégradation.

5.5 Modifications locales de la réponse du détecteur

5.5.1 Introduction

Des artefacts vont apparaître sur les images dès les premiers mois d'observation.

- Une partie de ces défauts semblent liés à l'existence de régions régulièrement plus éclairées que d'autres. Le positionnement constant du disque solaire au centre du champ de vue de l'instrument est à l'origine d'une famille de défauts liés à une exposition importante au rayonnement EUV. Par exemple, il apparaît clairement que la zone située à l'extérieur du disque solaire semble moins affectée par l'apparition de ces défauts, et cette région est soumise à un niveau d'exposition inférieur aux autres zones.
- Les pixels éclairés par le limbe solaire, dans lequel l'émission EUV est importante, vont subir une baisse plus marquée de leur réponse.
- Fin juillet 1996, une surexposition accidentelle se produit dans le quadrant $Q=30,4$ nm. L'emplacement d'une région solaire active sur le CCD subira une perte importante de sensibilité atteignant localement plus de 80 %. Une discussion approfondie est présentée en annexe 3, où nous montrons que c'est la réponse à 30,4 nm qui subit la plus importante baisse dans ce cas de surexposition EUV.
- D'autre part, la présence permanente du motif d'ombrage des différentes grilles apparaît en surbrillance sur chaque image. Ce motif stable surexpose localement certaines régions, ce qui va faire apparaître une trame foncée sur toutes les images. Une caractérisation de cette détérioration est proposée en annexe 4.
- Par ailleurs, certains défauts d'un autre type évoluent dans le temps. Ils peuvent provenir de défauts locaux initialement présentes dans les cartes de "flat field" de laboratoire, ou encore apparaître temporairement.

Nous allons mettre en évidence et tenter de caractériser ces défauts locaux, qui lors des essais en laboratoire étaient corrigés par la fonction de calibration $M_{CCD2}(i,j,Q)$. La plupart de ces dégradations apparaissent dans la réponse à la lampe de calibration qui est la seule source d'éclairage stable accessible périodiquement. Ces détériorations présentent une importance moindre dans le visible par rapport aux niveaux de dégradation qui seront observés dans l'EUV. Nous commençons par décrire ces défauts qui apparaissent directement dans la réponse visible, et qui se manifesteront de façon moins évidente dans les images solaires EUV.

5.5.2 Non-uniformités dans la réponse à la lampe de calibration

La figure 5.21 illustre l'évolution du signal relatif de la lampe de calibration. Il s'agit de cartes composées à partir du rapport des images de lampe de calibration en cours de mission par l'image de référence du 23-mar-96. On y observe l'apparition d'un dommage localisé, qui semble correspondre aux zones soumises à un éclairage EUV important :

- le disque solaire apparaît dès mai 96 ;
- ensuite, on notera dans l'image d'août-96 la présence de la surexposition de fin juillet 96 (qui est discutée en annexe 3) ;
- le dommage sur le limbe se renforce ;
- une grille foncée apparaît.

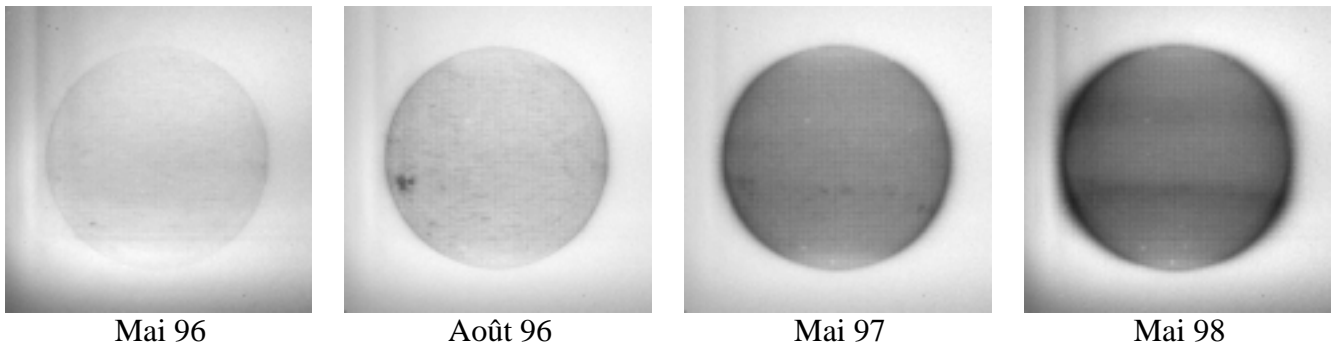


Figure 5.21: Evolution du signal relatif de la lampe de calibration en cours de mission, la référence est le signal du 23-mar-96, les régions sombres indiquent une perte de réponse par rapport à la référence

Lorsque le détecteur est réchauffé, la réponse visible s'améliore. Mais il subsiste un dégât localisé dans le disque qui s'accroît en cours de mission. Si l'on examine les images avant et après réchauffage, nous pouvons localiser l'amélioration de la réponse dans les différents pixels. En figure 5.22, nous avons visualisé le rapport de ces images, les zones claires correspondent au gain de signal après réchauffage du 6 au 16 septembre 96. Cette figure renseigne sur l'amélioration relative de pixel à pixel. La zone hors disque (sombre) bénéficie d'une restauration moyenne de 18 %, et la région intérieure atteint un gain de 21 % (courbes de la fig. 5.15). La région surexposée en fin juillet 96 bénéficie clairement du taux de récupération le plus important.

Enfin, notons la présence d'une structure horizontale et verticale, qui témoigne de la variation d'une image à l'autre de la non-uniformité de l'éclairage de la lampe de calibration.

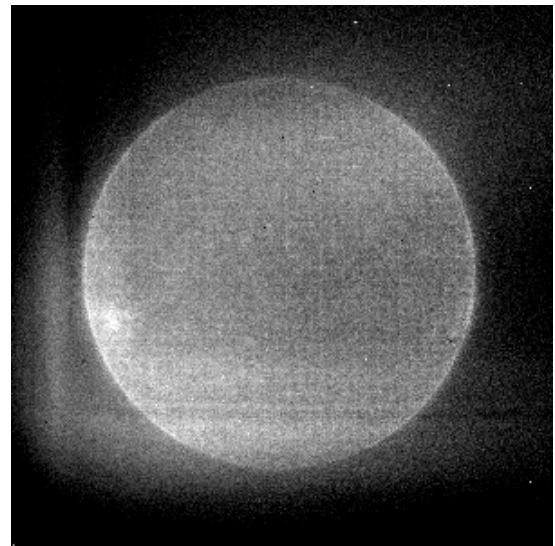


Figure 5.22: Rapport du signal après le réchauffage des 6-16 sep 96 sur le signal avant, les régions claires indiquent une amélioration de la réponse plus importante

Néanmoins la lampe de calibration constitue le seul moyen d'éclairer le détecteur dans des conditions qui présentent une relative reproductibilité tout au long de la mission. Les tendances observées sont ainsi résumées :

- Nous avons montré la présence d'une dégradation du signal visible sur l'ensemble des pixels, alors que l'absence de signal EUV régulier hors du disque ne permettait pas ce type de diagnostic. La similitude des défauts locaux dans l'EUV et le visible nous permet raisonnablement de penser qu'une dégradation de la réponse EUV affecte aussi l'ensemble des pixels.
- La lampe de calibration éclaire directement le détecteur. Les variations de réponse visible ne peuvent donc se produire que sur le détecteur lui-même. Ceci nous permet d'écarter une modification des filtres et des miroirs dans les changements de réponse. Il paraît raisonnable de penser que ces défauts également présents dans l'EUV sont produits par la même cause.

- Tout comme l'assombrissement du signal des pixels du disque solaire, l'apparition d'une grille foncée dans ces images ne peut être produite que par l'éclairement EUV. En effet, la lampe de calibration éclaire le CCD, sans traverser de grille-support de filtre. Une discussion détaillée sur ce motif et ses variations dans le visible est proposée en annexe 3.

5.5.3 *Evaluation qualitative des non-uniformités locales de la réponse EUV*

Dès les premières semaines d'opération, il est apparu évident que la correction de non-uniformités de pixel à pixel ("flat field") ne permettait pas d'obtenir des images exemptes de défauts. Plusieurs phénomènes contribuent à ces changements :

- Les défauts enregistrés lors des tests en laboratoire évoluent différemment selon leur nature.
- De nouveaux défauts apparaissent de façon aléatoire dans tout le champ de vue. Certaines régions subissent des baisses de sensibilité suite à une exposition intense au rayonnement EUV observé.

Afin de faire apparaître au mieux les non-uniformités sur les images de vol, nous avons calculé une moyenne d'images dans la configuration $Q = 19,5 \text{ nm}$ et $P = 1$, en ne prenant en compte que les images séparées d'environ 8 heures, afin d'obtenir un lissage optimum des zones actives. Ces cartes sont corrigées des défauts de non-uniformités avec la fonction $M_{CCD2}(i, j, Q=19,5nm)$. Après extraction de la grille, nous avons appliqué un filtre spatial passe-haut sur la carte du signal moyen pour ne conserver que les détails à haute fréquence à la fois dans les zones à haut signal et les zones peu éclairées (fig. 5.23).

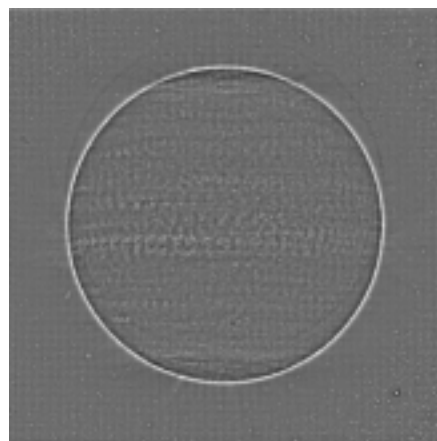


Figure 5.23: Carte des composantes à haute fréquence spatiale construite sur une moyenne d'images à 19,5 nm en mai 96 avec la correction M_{CCD2}

Bien qu'il subsiste des composantes solaires telles que le limbe et certains détails des zones actives, cette figure permet de mettre en évidence la mauvaise qualité de la correction obtenue, mais également les nouveaux défauts locaux, qui subsistent sur les deux cartes.

Hormis le résidu minime du processus d'extraction de grille et les rayons cosmiques qui font apparaître des points brillants, trois types de défauts sont détectables sur la carte corrigée en figure 5.23, et sur les agrandissements de 2 régions présentés en figures 5.24 et 5.25 :

- un cercle sombre décentré vers le nord subsiste à l'emplacement du limbe solaire lors du pointage initial de SOHO, il est probablement produit par la surexposition locale du limbe et serait donc de même nature que la région surexposée fin juillet 96 ;
- des défauts épars qui correspondent à des défauts du "flat field" de laboratoire partiellement corrigés, ils mettent en évidence une évolution des défauts initialement présents ;
- des nouveaux défauts qui couvrent l'ensemble du champ, dont la structure ne correspond à aucun artefact des cartes de correction initiales.

Dans les agrandissements des figures 5.24 et 5.25 sur des régions de 300 x 300 pixels, nous avons repris la carte locale de "flat field" M_{CCD2} ainsi que le contenu à haute fréquence de l'image moyenne avec et sans correction de "flat field". Nous mettons ainsi en évidence certains défauts mal corrigés présents dans la carte initiale M_{CCD2} , mais également de nouveaux détails "non

solaires" apparus lors des opérations jusqu'en mai 96. Ces variations de réponse entre pixels qui sont habituellement qualifiées de défauts "cosmétiques" atteignent 5 % voire 10 % !

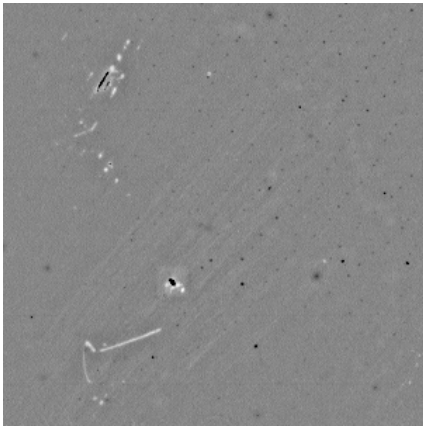


Figure 5.24.a

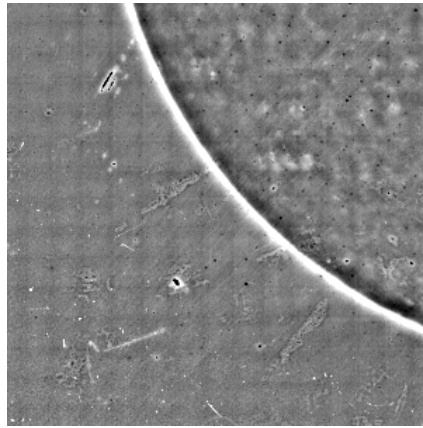


Figure 5.24.b

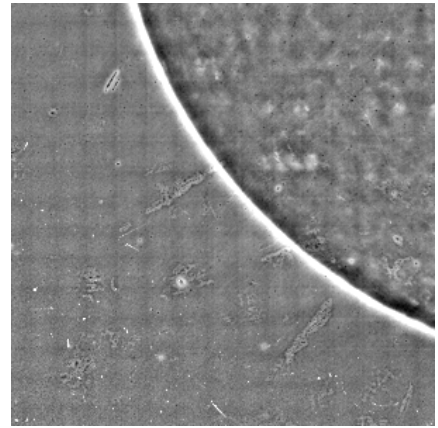


Figure 5.24.c

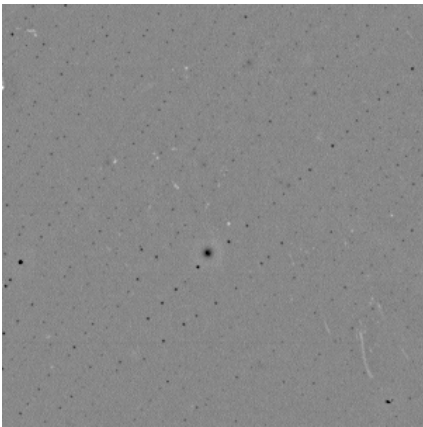


Figure 5.25.a

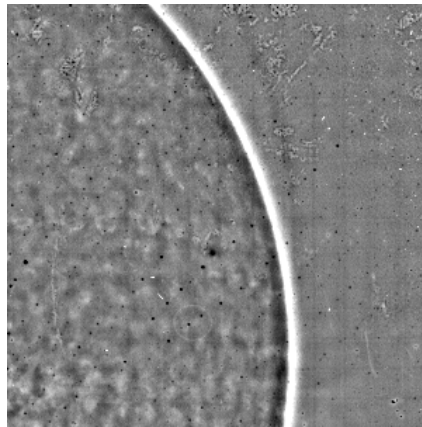


Figure 5.25.b

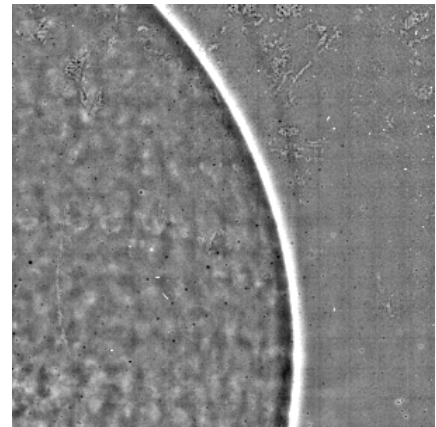


Figure 5.25.c

Figures 5.24 et 5.25: (a) Détail (300 x 300 pixels) de la carte de correction M_{CCD2}
(b) Détail de la carte moyenne sans correction M_{CCD2}
(c) Détail de la carte moyenne après correction M_{CCD2}
(extrait de la fig. 5.23)

Les nouveaux défauts qui ne sont attribuables ni à une exposition importante au rayonnement EUV ni à une modification d'un défaut initial sont répartis aléatoirement dans le champ. En examinant l'évolution des cartes moyennes, ces artefacts locaux semblent disparaître après quelques mois en orbite. L'étude de la carte des défauts à haute fréquence sur base de la moyenne des images de décembre 96 nous permet de présenter en figure 5.26 l'évolution des deux régions présentées plus haut. On remarque la disparition d'une série de défauts, mais également l'apparition d'un quadrillage foncé.

Ces défauts temporaires sont probablement le résultat d'un dépôt de cristaux de glace provenant du dégazage de la vapeur d'eau des surfaces internes de la caméra, venue se condenser sur la surface froide du CCD. Les cycles répétés de réchauffage du détecteur ont provoqué leur disparition ou ont tout au moins empêché leur accumulation locale. La mise en évidence de ces défauts temporaires renforce ainsi nos présomptions sur la présence de vapeur d'eau dans la cavité du détecteur. Malheureusement, il s'avère pratiquement impossible d'envisager une correction de ce type de défauts qui affectent les images lors des premiers mois de la mission.

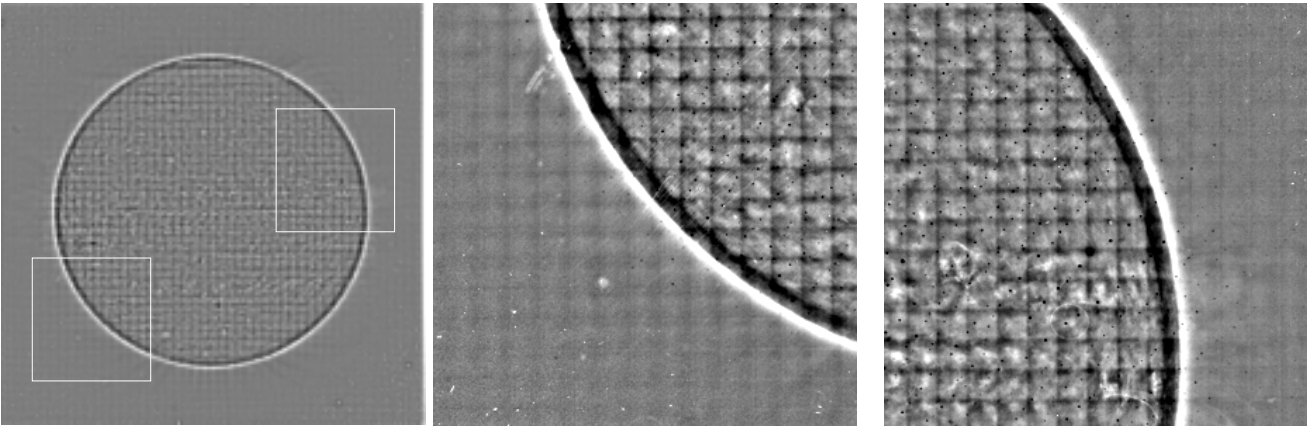


Figure 5.26: Carte complète et deux régions détaillées des composantes à haute fréquence spatiale construite sur une moyenne d'images à 19,5 nm en déc-96, après correction de correction des non-uniformités M_{CCD2} et extraction de la grille $P=1$ établie en début de mission, les agrandissements correspondent aux régions des figures 5.24 et 5.25

Par ailleurs, la grille foncée qui est mise en évidence dans la région du disque solaire n'est pas un résidu du processus d'extraction de grille. Ce nouveau motif sombre présente des caractéristiques géométriques (orientation et période) identiques aux grilles-supports des filtres, et présente une allure similaire au négatif des cartes de modulation déterminées en début de mission.

Physiquement, la grille fixe $P=1$ ne peut pas avoir changé le motif d'ombrage. L'extraction de la modulation due à la grille a été effectuée sur base des cartes établies lors des premières semaines de la mission. On notera que cette correction fournit toujours de bons résultats en dehors du disque solaire. A l'évidence, cette nouvelle grille foncée est le résultat d'une baisse locale de la sensibilité, elle est présente dans les 4 quadrants de l'instrument. Elle semble correspondre à une combinaison des zones brillantes des motifs d'ombrage qui sont présents lors de chaque exposition. En réalité, ce nouveau défaut apparaît progressivement à partir de juin 96, il est probablement causé par la surexposition relative permanente des parties claires des motifs ($Q=1,2,3,4$) d'ombrage de la grille fixe $P=1$. Une discussion plus complète à ce sujet est proposée en annexe 4.

Notons également qu'outre l'inévitable saut au niveau du limbe inhérent au filtrage appliqué, une couronne foncée intérieure plus large est présente. Nous pensons qu'elle est également provoquée par une perte de réponse dans cette région fortement éclairée. Les variations saisonnières de la position de SOHO par rapport au soleil (fig. 5.27) sont à l'origine d'une variation cyclique de 12 pixels sur le rayon apparent du limbe, ce qui est en bonne concordance avec le dommage observé.

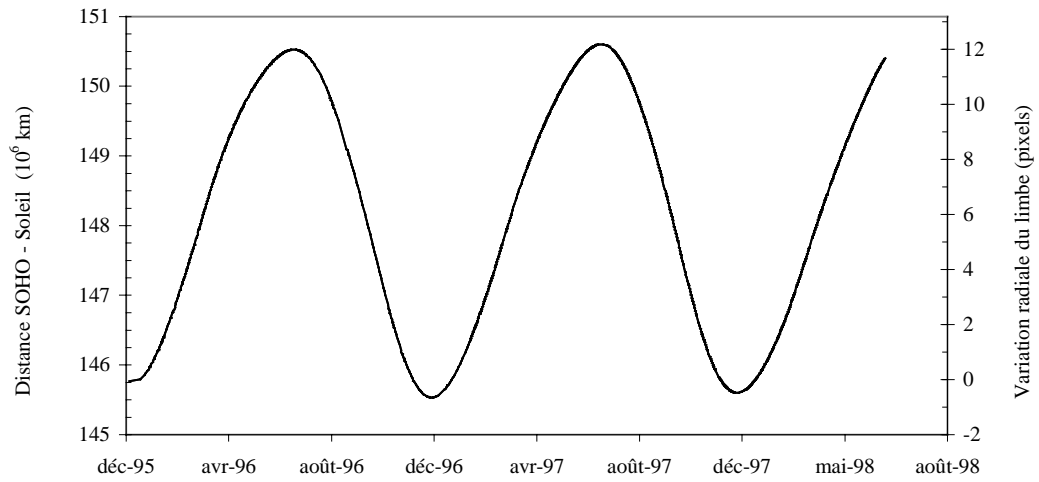


Figure 5.27: Variation de la distance SOHO-Soleil (données de vol effectives) et du rayon apparent correspondant sur le détecteur d'EIT

5.6 Mise à jour partielle de la réponse du détecteur

La fonction de réponse du détecteur a été définie à partir de sa réponse globale, $R_{CCD}(\lambda)$, et des cartes de correction de "flat field", $M_{CCD2}(i, j, Q)$.

Nous avons montré d'une part que la réponse globale subit des variations importantes. D'autre part, la fonction M_{CCD2} définie lors des essais en laboratoire ne convient pas pour corriger efficacement les images obtenues en orbite. La difficulté majeure pour mettre à jour ces fonctions est l'absence de source EUV adéquate en orbite. Un autre obstacle est le caractère transitoire des défauts locaux, telles ces structures apparentées à des cristaux de glace, et les variations de la réponse globale.

La réponse $R_{CCD}(\lambda)$ pourrait être mise à jour à partir du signal médian dans le disque, mais nous n'avons pas d'information sur le signal "hors disque". Le courbe de réponse médiane à 30,4 nm pourrait être utilisée pour corriger les données des quadrants $Q = 30,4$ et 28,4 nm, tandis que la réponse médiane à 17,1 nm servirait pour $Q = 17,1$ et 19,5 nm, ces quadrants étant spectralement fort proches. Néanmoins, les images de lampe de calibration montrent des changements de réponse différents dans et en dehors du disque solaire.

Il ne semble pas raisonnable à ce stade de prétendre établir une correction parfaite pour toutes les images retransmises par EIT. Certains défauts ne sont identifiés qu'après un mois d'observations. D'autres évoluent plus vite. Selon la nature des imperfections présentes lors des essais au sol, différentes corrections doivent être appliquées. C'est pour ces raisons que dans le cadre de ce travail, nous ne proposerons pas de mise à jour de M_{CCD2} pour supprimer toutes ces défauts locaux. La mission EIT-Calroc, que nous introduisons au chapitre 6 apportera un élément de réponse à ce problème épineux.

Néanmoins, il est possible d'apporter une amélioration importante pour supprimer le motif de grille sombre qui s'est formé progressivement dans les régions régulièrement exposées aux photons EUV, et qui évolue relativement vite.

Avant de proposer une correction, nous démontrons en annexe 4 que ce motif sombre est directement lié aux grilles-supports des filtres. Il s'explique par la surexposition locale permanente des pixels situés dans les régions claires des motifs d'ombrage. Nous montrons aussi que ce motif évolue de semaine en semaine, selon les niveaux d'expositions atteints dans les différents quadrants qui présentent chacun leur propre motif d'ombrage de grille claire. Ces résultats confirment la périodicité du défaut, qui reste toutefois modulé selon les surexpositions atteintes. Le motif effectif résulte d'une combinaison des différents ombrages produits par les filtres utilisés, les quadrants sélectionnés et l'accumulation des différentes expositions. L'idée de base pour corriger les données tout au long de la mission est d'établir une carte de correction valable pour quelques semaines. Cette carte peut être simplement calculée à partir de la procédure d'extraction des motifs de grilles brillantes utilisée en début de mission (pour obtenir M_{AF2} et M_{AF3}). Cette méthode permet d'isoler le motif de grille sombre et de le supprimer des images individuelles par simple division de pixel à pixel. En pratique, une carte est établie sur base d'une moyenne mensuelle d'images, soit $M_{FA}(i, j, Q, t)$, et reste valable jusqu'au mois suivant ou jusqu'à la prochaine phase de réchauffage. Cette correction est une opération supplémentaire aux corrections de base par les fonctions M_{AF2} et M_{AF3} .

Appliqué sur l'image moyenne de décembre 96, la fonction $M_{FA}(i, j, Q, t)$ corrige les cartes des composantes à haute fréquence spatiale de la figure 5.26 selon la figure 5.28, où le motif de grille sombre a bien disparu.

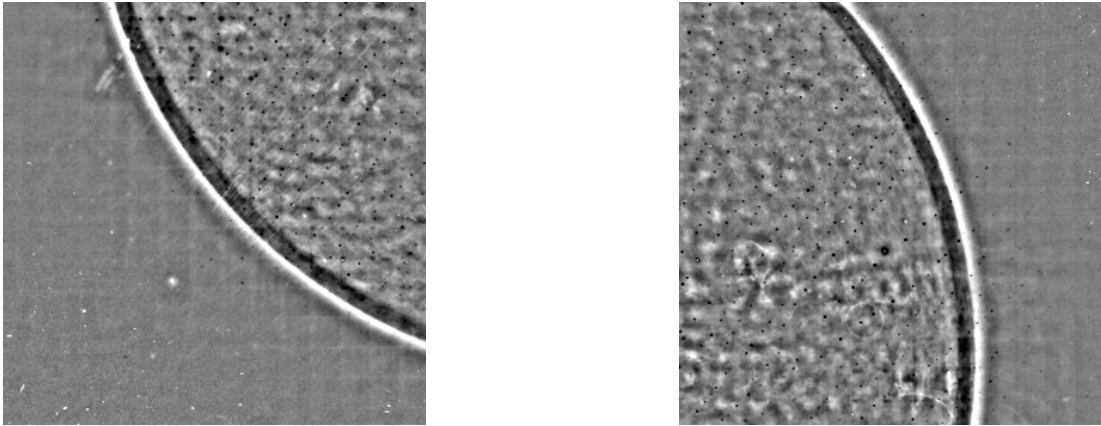


Figure 5.28: Composantes hautes fréquence des 2 sous-régions de l'image moyenne de décembre 96, après application de la correction $M_{FA}(i,j,Q,t)$

5.7 Signal d'obscurité et bruit de photons

5.7.1 Introduction

D'une part, nous allons caractériser le signal d'obscurité lorsque le détecteur n'est plus refroidi, et d'autre part nous allons déterminer le bruit de photons qui affecte le signal produit par l'éclairage EUV solaire. Ces deux développements sur la réponse du détecteur en orbite vont nous permettre de poser un diagnostic plus précis sur la nature de la dégradation qui affecte la réponse instrumentale. Nous allons ainsi identifier la présence de certains défauts dans la structure interne du détecteur et expliquer une partie de la perte de réponse.

5.7.2 Le signal d'obscurité

L'agitation thermique dans le cristal de silicium génère des charges libres qui se superposent aux photocharges. Ces charges libres sont à l'origine du courant d'obscurité. L'analyse de ce courant peut s'effectuer au moyen d'images obtenues en l'absence de photons, en laissant l'obturateur fermé.

A la température de -67°C et pour une durée d'exposition nulle à laquelle s'ajoutent les 22 s de temps de lecture, le bruit électronique domine. Nous l'avons évalué à 1,6 DN/pixel en analysant le signal des colonnes masquées qui ne sont pas jamais éclairées et en prenant des images avec obturateur fermé. Lorsque l'on augmente la durée d'intégration jusqu'à 300 s, on ne distingue pas d'augmentation du signal supérieure à 1 DN/pixel qui est le minimum mesurable, mais une partie du signal devient dominé par les rayons cosmiques. Nous estimons donc que le courant d'obscurité en régime de température opérationnelle est négligeable, ce qui indique la bonne efficacité du mode MPP du détecteur.

Nous avons extrait la valeur médiane du signal d'obscurité tout au long de la mission pour les images prises avec obturateur fermé, pendant la durée du temps de lecture, ce qui nous a permis de tracer le diagramme de la figure 5.29. L'analyse de la valeur médiane permet d'éliminer la contribution des rayons cosmiques qui dominerait le signal obtenu par une moyenne arithmétique.

Les points reportés sur cette figure décrivent ainsi la variation du seuil électronique au cours des 3 premières années de la mission.

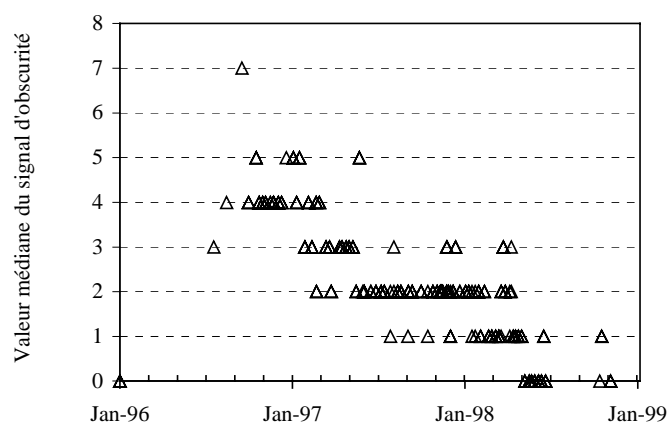


Figure 5.29: Evolution de la valeur médiane du signal d'obscurité (en DN) à -67°C obtenu pendant la durée du temps de lecture

Par ailleurs, lors des phases de réchauffage du détecteur, des images de ce type ont également été prises. Le signal d'obscurité augmente. Ces images indiquent un signal plus important dans la région du disque solaire, qui atteint la saturation vers les $+15^{\circ}\text{C}$. L'origine principale du signal d'obscurité dans ce type de détecteur provient des états d'interface à la jonction du silicium avec l'oxyde SiO_2 qui recouvre naturellement la surface extérieure du détecteur [5.14]. Ces états

constituent des centres de génération/recombinaison. L'exposition du CCD aux radiations énergétiques favorise la création de ces états, tandis que l'implant de bore assure une passivation de ces couches superficielles [5.11] et réduit le nombre d'états [5.13]. A basse température, les charges qui y sont générées n'ont qu'une très faible mobilité, ce qui explique le faible niveau du signal d'obscurité. Lorsque la température augmente, les charges retenues par ces liaisons sont libérées par l'agitation thermique.

Dans le cas du détecteur d'EIT utilisé à bord de SOHO, la comparaison des images avec l'obturateur fermé à température élevée avant et après réchauffage met en évidence une réduction sensible du signal d'obscurité, qui est plus importante dans la zone habituellement éclairée par le disque solaire. Cet effet est illustré par la carte du rapport du signal d'obscurité de pixel à pixel avant et après réchauffage, présentée en figure 5.30. Ces données se rapportent à la séquence de juillet 97, pour laquelle nous disposons d'images en mode sommé 2x2, à +2°C, lors de la montée en température et lors du refroidissement en fin de séquence. Les régions claires correspondent à une baisse du signal d'obscurité après réchauffage, donc à une amélioration locale de l'état du détecteur. Afin de quantifier le gain obtenu, nous avons reporté en figure 5.31 les histogrammes des deux images prises avant et après réchauffage. En scindant la zone du disque de la zone extérieure, nous avons enregistré des baisses respectives du signal d'obscurité de 70 % et de 60 %.

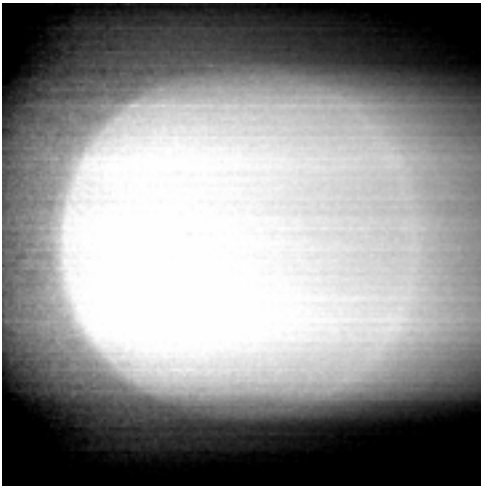
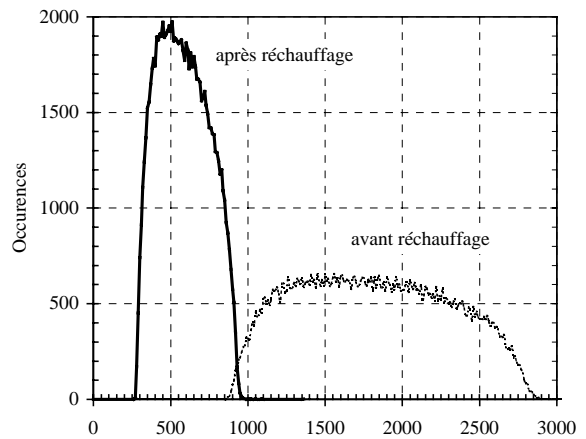


Figure 5.30: Carte du rapport du signal d'obscurité avant par le signal après réchauffage (mode sommé 2x2, T=+2°C, durée d'exposition et de lecture ~11 s), les zones claires correspondent à une baisse plus importante du courant d'obscurité



Signal d'obscurité à +2°C (DN/4 pixels/11 s)

Figure 5.31: Histogramme du signal d'obscurité avant et après réchauffage, extrait des images utilisées pour le rapport de la figure 5.30

Ceci confirme la dégradation des pixels éclairés par le disque solaire qui sont fortement exposés au rayonnement EUV. L'augmentation du courant d'obscurité est une conséquence connue de l'exposition des CCD aux radiations énergétiques [5.15].

5.7.3 *Le bruit de photons : l'analyse par transfert de photons*

5.7.3.1 L'analyse par transfert de photons

La technique de transfert de photons a été mise au point par J. Janesik [5.18] [5.19], pionnier du développement des CCD scientifiques. Elle s'applique aux détecteurs CCD utilisés pour les observations dans le domaine des rayons X mous et EUV, pour lesquels chaque photon individuel peut générer plusieurs photocharges. Elle permet d'obtenir une caractérisation de l'efficacité de collection des charges ("charge collection efficiency", CCE). Dans le cas du détecteur d'EIT, nous allons l'appliquer comme un outil pour quantifier la CCE dans le but d'identifier la nature de certains défauts qui apparaissent en cours de mission.

Dans l'EUV et les rayons X mous, un photon qui interagit dans la matrice de Si génère plusieurs photocharges. Connaissant la distribution statistique des photons, un détecteur idéal doit fournir un signal qui répond également à cette loi statistique. A l'opposé, en lumière visible un photon ne peut générer qu'un photoélectron. Le principe de l'analyse par transfert de photons consiste à caractériser le bruit du signal mesuré en fonction de son niveau, d'une part dans le visible et d'autre part dans l'EUV. Il est alors possible d'en dégager des paramètres statistiques qui caractérisent la CCE.

Lorsque la conversion photon-électrons a lieu, le nombre théorique de photoélectrons produits est défini par η_i , le rendement quantique idéal (équ. (4.69)). La probabilité de conversion est définie par le rendement quantique, QE . Une fois générées, une partie des photocharges subissent des recombinaisons dans la matrice de Si (dans ce cas, on parle d'événements partiels) et d'autres peuvent être dispersées dans les pixels voisins (événements partagés). Le CCE définit la proportion de charges générées par un photon qui interagit, qui seront collectées par un seul pixel.

Dans un premier temps, nous considérons un CCD idéal, qui présente une CCE et une CTE (efficacité de transfert de charges, "charge transfer efficiency") unitaires. Pour $\lambda < 100$ nm, le signal S (en DN) obtenu en sortie de la chaîne électronique pour un pixel déterminé est défini par l'expression (5.2), où N est le nombre de photons incidents qui atteignent un pixel du détecteur et QE_i est l'efficacité quantique d'interaction, qui définit la proportion de photons incidents qui créent des paires électrons-trous dans le Si.

$$S = N \cdot QE_i \cdot \eta_i \cdot \frac{1}{G} \quad (5.2)$$

L'écart type du signal mesuré s'obtient par l'expression (5.3), où la variance σ_L^2 caractérisant le bruit de lecture est ajoutée en quadrature. Ce dernier terme caractérise le bruit intrinsèque de l'électronique de lecture.

$$\sigma_S^2 = \left[\frac{\partial S}{\partial (N \cdot QE_i)} \right]^2 \cdot \sigma_{(N \cdot QE_i)}^2 + \left[\frac{\partial S}{\partial \eta_i} \right]^2 \cdot \sigma_{\eta_i}^2 + \left[\frac{\partial S}{\partial G} \right]^2 \cdot \sigma_G^2 + \sigma_L^2 \quad (5.3)$$

Le produit $N \cdot QE_i$ représente le nombre moyen de photons interactifs, qui comme les photons incidents, suivent une distribution de Poisson. Dans ce cas, l'équation (5.3) devient

$$\sigma_S^2 = \frac{S}{J} + \left[\frac{S}{\eta_i} \right]^2 \cdot \sigma_{\eta_i}^2 + \left[\frac{-S}{G} \right]^2 \cdot \sigma_G^2 + \sigma_L^2 \quad (5.4)$$

En supposant σ_G^2 et $\sigma_{\eta_i}^2$ suffisamment petits pour négliger les deuxième et troisième termes de la somme, nous obtenons la relation (5.5).

$$\sigma_S^2 = S \cdot \frac{\eta_i}{G} + \sigma_L^2 \quad (5.5)$$

Supposer $\sigma_{\eta_i}^2$ très petit ou nul revient à considérer l'absence de migration des charges vers les pixels adjacents (pas d'événements partagés) ainsi que l'absence de recombinaison des charges (pas d'événements partiels). C'est un cas idéal pour lequel la CCE est unitaire.

Lorsque $\lambda > 300$ nm, le signal est également donné par l'équation (5.2), mais le rendement quantique est unitaire. Les développements précédents restent valables (équ. (5.3) à (5.5)), avec $\eta_i = 1$, ce qui permet d'écrire la relation (5.6).

$$\sigma_S^2 = S \cdot \frac{1}{G} + \sigma_L^2 \quad (5.6)$$

L'analyse par transfert de photons consiste à déterminer deux constantes J et K à partir de la variance du signal produit d'une part par des photons visibles, et d'autre part par des photons à la longueur d'onde d'intérêt (EUV ou X mous). Ces deux constantes sont définies par les relations (5.7) et (5.8). Dans le cas d'un détecteur idéal, le rapport K/J s'identifie à η_i .

$$J = \frac{S(\lambda < 100nm)}{\sigma_S^2 - \sigma_L^2} \quad (\text{photons/DN}) \quad (5.7)$$

$$K = \frac{S(\lambda > 300nm)}{\sigma_S^2 - \sigma_L^2} \quad (\text{e-/DN}) \quad (5.8)$$

Dans le cas d'un CCD réel qui ne possède pas une CCE unitaire, le signal du pixel considéré est donné par la relation (5.9), en notant que l'efficacité quantique globale mesurée en laboratoire est équivalente au produit $QE_i \cdot CCE \cdot CTE$.

$$S = N \cdot QE_i \cdot \eta_i \cdot CCE \cdot \frac{1}{G} \quad (5.9)$$

La CCE est définie par deux paramètres : la proportion moyenne d'événements partiels et le nombre moyen de pixels participant à la collection des charges d'un photon individuel. En introduisant ces deux quantités dans le calcul de la variance, on peut montrer [5.18] qu'elle peut s'écrire sous la forme de (5.10), en supposant σ_G^2 suffisamment petit. Dans cette expression, le coefficient ε dépend des deux paramètres qui caractérisent la CCE, et de leur variance. Il est

unitaire dans le cas idéal (on retrouve la relation (5.5)), et supérieur à l'unité lorsque la CCE n'est pas parfaite.

$$\sigma_S^2 = S \cdot \frac{\eta_i \cdot CCE \cdot \varepsilon}{G} + \sigma_L^2 \quad (5.10)$$

Lorsque le coefficient J est évalué selon (5.7), le rapport K/J permet d'obtenir une limite supérieure au CCE :

$$\frac{K}{J} = \varepsilon \cdot \eta_i \cdot CCE \quad (\text{e-/photons}) \quad (5.11)$$

En pratique, pour évaluer ces deux coefficients J et K , la variance σ_S^2 peut être calculée selon deux méthodes.

- La première consiste à réaliser deux séries de mesures ($\lambda > 300$ nm et $\lambda < 100$ nm) sur un pixel donné avec une illumination stable, de manière à pouvoir calculer la variance du signal et utiliser les relations (5.7) et (5.8).
- La seconde méthode utilise l'ensemble des signaux enregistrés par un groupe de pixels voisins lors de deux prises de vue successives avec une source parfaitement uniforme et stable. En procédant de la sorte, il est possible de s'affranchir des non-uniformités de pixel à pixel, et d'obtenir une statistique valable sur l'ensemble considéré.

Enfin, notons que l'erreur statistique sur les deux paramètres J et K due à l'échantillonnage sur N_p pixels peut être évaluée [5.19] selon l'expression (5.12), à condition de supposer le bruit de lecture négligeable vis-à-vis du bruit du signal.

$$\sigma_K = \sqrt{\frac{2}{N_p}} K \quad \text{et} \quad \sigma_J = \sqrt{\frac{2}{N_p}} J \quad (5.12)$$

5.7.3.2 Application aux images en mode de lecture continue

Le système de commande de la caméra d'EIT est doté d'un mode particulier dédié à l'analyse par transfert de photons, appelé *mode de lecture continue*. Dans ce mode particulier, les colonnes du CCD sont lues de façon continue, en laissant l'obturateur ouvert et sans effacer le CCD soumis à l'éclairement solaire EUV. On obtient donc des images avec des structures verticales, qui correspondent au signal moyen sur chaque colonne enregistré durant le transfert continu. Ce signal est en réalité la charge collectée par le pixel supérieur de la colonne ($j=1023$), qui est transférée successivement vers les pixels voisins jusqu'à $j=0$, tout en continuant à collecter les photocharges dans les différents pixels.

Un exemple de ce type d'image à 17,1 nm (prise le 17-sept-96) est présenté en figure 5.32. La zone la plus lumineuse provient des colonnes qui traversent une partie du disque solaire. La région sombre de la partie gauche de la figure correspond à des colonnes revêtues d'un masquage, elles ne collectent aucun photon afin de permettre la détermination du bruit de lecture. La déviation standard du signal dans ces colonnes a été évaluée à 1,6 DN, cette valeur caractérise le bruit de lecture σ_L qui est dominant à bas niveau.

Nous avons mené une analyse par transfert de photons pour chaque colonne de cette figure, de manière à déterminer la valeur du paramètre J moyen (photons/DN) sur toute la colonne. Le résultat du calcul est représenté en figure 5.33. La valeur de J est plus importante dans les zones à haut signal (qui traversent le disque solaire). Ceci traduit une baisse de la borne supérieure de la CCE, sachant que le gain G ne dépend que de l'électronique et est supposé inchangé depuis le début de la mission. On enregistre ainsi une baisse de l'ordre de 20 % de la valeur maximale de la CCE moyenne des colonnes 250 à 750 (qui reprennent aussi des pixels extérieurs au disque). Ce résultat ne traduit qu'une tendance moyenne sur chaque colonne et ne peut permettre l'étude de la CCE d'un pixel déterminé. La déviation standard associée à l'échantillonnage sur 250 points pour l'évaluation de J varie de 0,3 à 0,4 photon/DN (équ. (5.12)).

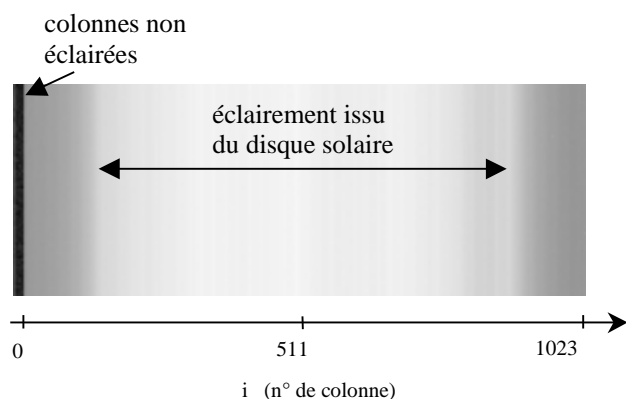


Figure 5.32: Image à 19,5 nm en mode de lecture continue (06-Sep-96)

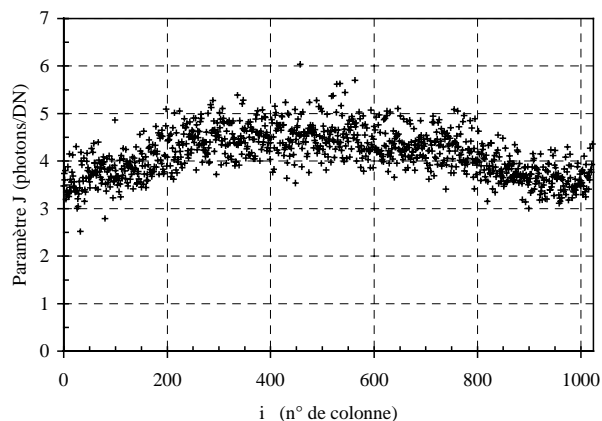


Figure 5.33: Résultat du calcul de J en utilisant les valeurs de chaque colonne de la figure 5.32

Nous avons évalué le paramètre J moyen sur tous les pixels dans les différents quadrants au moyen des observations en mode de lecture continue entre avril 96 et septembre 96. Malheureusement ces images nécessitent une télémétrie accrue, en raison du mode opératoire particulier qui empêche la compression logicielle des données de télémétrie. De plus, la moindre perturbation lors de la retransmission au sol rend ce type d'images inexploitable. Les images utilisables pour cette analyse sont très peu nombreuses. Néanmoins, les résultats moyens de ces analyses sont résumés dans la table (5.6), où K est le gain mesuré en laboratoire, et η_i est calculé sur base de la formule (4.37). Ces valeurs se rapportent à des observations du 17-sep-96, elles ne sont qu'indicatives en raison de la présence évidente de variations locales pouvant dépasser 20 % entre les colonnes en bord de champ et celles qui traversent la région du disque solaire. Néanmoins, nous pouvons estimer que la CCE ne dépassera pas approximativement 21 à 23 % selon le quadrant, et qu'il n'a pas de dépendance directe avec la longueur d'onde. Ces valeurs à elles seules sont déjà inférieures à l'efficacité quantique globale mesurée sur le détecteur avant lancement, qui incluait en outre le paramètre QE_i et la CTE. Il y a manifestement une baisse de l'efficacité du détecteur depuis les mesures en laboratoire.

Table (5.6): Valeurs moyennes du paramètre J sur base des images en mode de lecture continue du 17-sep-96

Q	17,1 nm	19,5 nm	30,4 nm
J moyen (photons/DN)	4,2	4,5	6,9
K (e-/DN)	17	17	17
η_i (e-/photon)	19,9	17,46	11,2
$\varepsilon \cdot CCE$ (CCE max)	0,21	0,22	0,23

5.7.3.3 Application à des images à haute cadence

Pour permettre l'évaluation de la CCE dans des zones particulières du détecteur, il est nécessaire de disposer de mesures du bruit du signal de pixels individuels dans la zone à analyser. En illuminant les pixels d'intérêt avec un flux uniforme, l'ensemble des signaux S obtenus avec une prise d'image est entaché du bruit de photons, mais également du bruit de non-uniformités de pixel à pixel. Nous avons montré que l'écart type du bruit de photons est proportionnel à \sqrt{S} , on peut par ailleurs montrer [5.14] que l'écart type qui caractérise le bruit de non-uniformités de pixel à pixel est proportionnel à S . Si FF est le facteur correctif des non-uniformités ($S = FF \cdot S_{non\ corrigé}$), de moyenne \overline{FF} unitaire, la variance du signal non corrigé peut s'écrire selon la relation (5.13).

$$\sigma_{S_{non\ corrigé}}^2 = \sigma_S^2 + S^2 \cdot \sigma_{FF}^2 \quad (5.13)$$

Il est donc essentiel de l'extraire du signal analysé. Si l'on dispose d'un couple d'images A et B prises dans les mêmes conditions d'éclairement, le calcul de la déviation standard de la différence du signal de pixel à pixel s'identifie à la déviation standard recherchée multipliée par un facteur $\sqrt{2}$, sans contribution du bruit de non-uniformités. En effet, si S_A et S_B représentent le signal non corrigé, et S le signal corrigé des non-uniformités, on obtient aisément la relation (5.14).

$$\sigma_{S_A - S_B}^2 \approx 2\sigma_S^2 \quad (5.14)$$

Si l'on utilise deux images solaires prises successivement à très haute cadence, il est donc possible d'en extraire l'information recherchée, à savoir σ_S^2 . Nous avons appliqué cette technique suite à la surexposition accidentelle de juillet 96 analysée en annexe 3, afin d'apporter un élément supplémentaire au diagnostic de la nature du dégât local. Pour bénéficier d'une cadence plus élevée, seules des sous-images ont été réalisées, pour minimiser le temps de lecture et donc les variations du rayonnement solaire EUV entre les prises de vue.

Un jeu de 5 sous-images successives prises le 05-août-96 à 17,1 nm, soit 7 jours après la surexposition, a été utilisé à cet effet. En analysant des différences de signal entre deux images sur les deux régions définies en figure 5.34, il est possible d'évaluer le paramètre J sur des sous-ensembles de 10 x 10 pixels. En moyennant les paramètres J ainsi calculés pour les différents couples d'images, nous obtenons les courbes de la figure 5.35, qui indiquent clairement une augmentation du paramètre J dans les zones endommagées suite à la surexposition ($j = 454$), mais également dans une moindre mesure un effet similaire dans toute la zone du disque solaire ($j = 494$). L'incertitude due à l'échantillonnage sur 100 pixels peut s'évaluer avec l'équation (5.12), qui fournit un écart type proportionnel à J , de l'ordre de 0,6 photon/DN dans les régions peu endommagées et qui atteint 1,2 photon/DN au niveau des deux taches sombres.

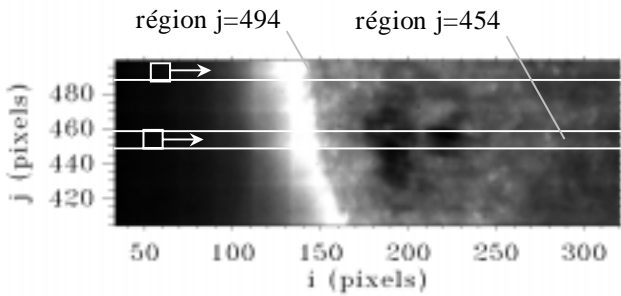


Figure 5.34 : Première sous-image de la séquence utilisée pour l'analyse par transfert de photons dans la région délimitée par les deux droites horizontales, dans des sous-domaines de 10 x 10 pixels

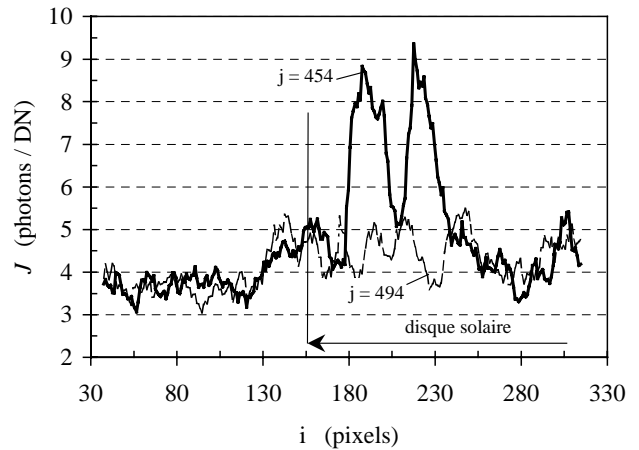


Figure 5.35 : Résultat de l'évaluation du paramètre J dans les 2 régions définies en figure 5.34 ($j=454$ et $j=494$)

L'augmentation du paramètre J correspond à une baisse de la limite supérieure de CCE. Ce résultat important [5.17] démontre que *les régions du détecteur fortement exposées au rayonnement EUV subissent un dommage dont une partie au moins correspond à une baisse locale de la capacité du détecteur à collecter toutes les charges générées dans un seul pixel.*

Utilisée sur des images solaires, cette technique a ses limitations. Elle nécessite l'analyse d'une série de signaux, qui dans ce cas, ne résultent pas d'un même éclaircissement, ce qui apporte des imprécisions dans l'étude statistique. Les variations proviennent à la fois de la non-uniformité spatiale de l'éclaircissement EUV et des variations solaires. Par ailleurs, les quadrants $Q=28,4$ et $30,4$ nm ne fournissent aucun résultat exploitable avec cette technique. Dans le premier cas, les durées d'exposition sont pénalisantes, tandis que dans le second cas, l'importante variabilité solaire ne permet pas d'obtenir des conditions adéquates pour cette analyse.

Afin d'apporter une quantification du dommage de CCE par rapport au dommage total observé sur les moyennes d'images prises juste après la surexposition de juillet 96 (fig a3.2, annexe 3), nous avons étudié les variations de CCE en fonction de la dégradation locale dans la zone qui présente une perte de signal supérieure à 20 %. Les pixels ont été triés en fonction de leur dommage à 17,1 nm (fig. a3.2, annexe 3), et regroupés en sous-ensembles afin de mener une étude de la variance du signal extrait de différences d'images (fig. 5.34) et en déduire le paramètre J correspondant. D'autre part, nous avons calculé le paramètre J dans la zone qui a servi de référence pour normaliser la réponse ($i \in [270,335]$ et $j \in [360,500]$). Notons que cette zone est située dans le limbe et qu'elle a également subi une dégradation. Nous n'étudions donc pas le dommage absolu, mais la dégradation relative.

Performances en cours de mission

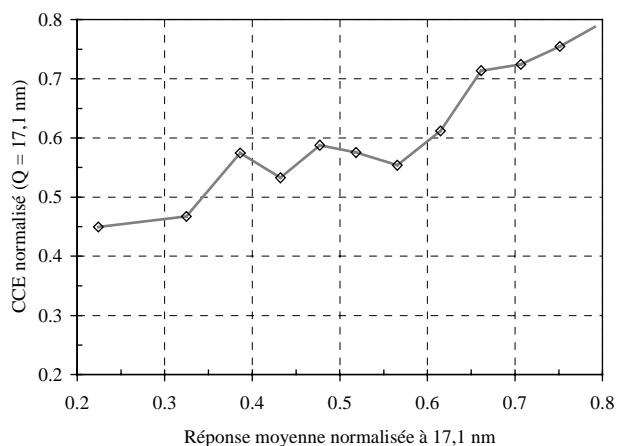


Figure 5.36: Variation de la borne supérieure de la CCE normalisée en fonction de la réponse relative dans la zone surexposée du 29-juil-96

Dans ce cas précis, nous définissons la CCE normalisée comme le rapport $J/J_{\text{zone de référence}}$.

Le résultat de cette étude est représenté sur le graphe de la figure 5.36, qui montre que pour le canal $Q = 17,1$ nm, dans les régions où la réponse relative est supérieure à 55 %, le dégât correspond à la perte relative de CCE. Lorsque le dommage est plus important, il s'explique partiellement par une baisse du CCE, mais un autre processus entre en jeu dans la dégradation de la réponse. Par exemple, pour une perte relative de 70 % de signal, 55 % sont dus à l'inefficacité de la collection des charges dans le détecteur, et les 15 % restants doivent être attribués à une autre cause.

Depuis cet incident, des séquences de sous-images de ce type sont régulièrement programmées afin de suivre l'évolution du dommage. Du 5 au 12 août 96, une séquence de réchauffage a été opérée. Si nous comparons les résultats d'analyse par transfert de photons entre ces 2 dates, il apparaît une baisse du paramètre J dans la zone initialement surexposée, soit une amélioration partielle de CCE. Cet effet est illustré en figure 5.37, qui fournit les résultats de l'analyse sur la sous-région $j=454$ de la figure 5.34.

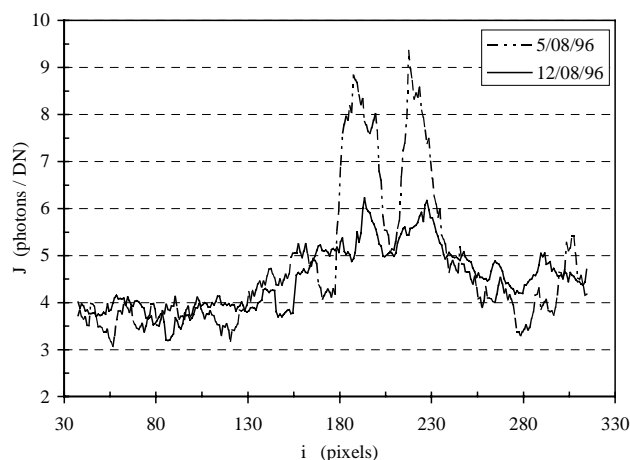


Figure 5.37: Abaissement du paramètre J dans la zone dégradée après la séquence de réchauffage du 5 au 12 août 96, analyse sur des régions de 10x10 pixels dans la zone $j=454$

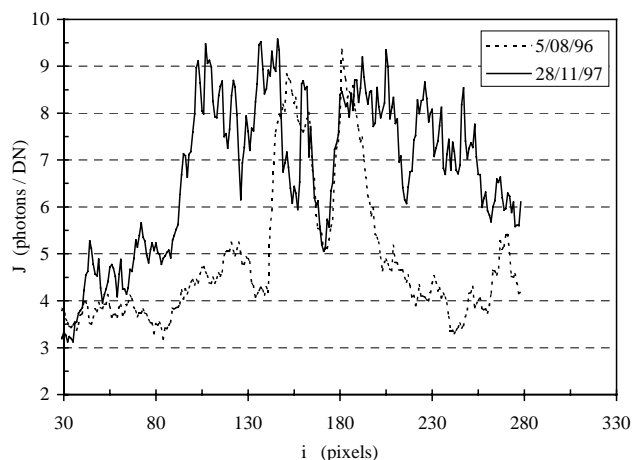


Figure 5.38: Evolution à plus long terme du paramètre J (zone $j=454$), qui démontre un abaissement de CCE généralisé à la zone du disque solaire

Au bout de quelques mois, le dommage aura progressivement disparu des images. Malheureusement, l'analyse du paramètre J indiquera qu'il ne s'agit pas d'une suppression de la dégradation, mais plutôt d'une baisse générale de la réponse des pixels situés dans le disque solaire. Nous avons reporté en figure 5.38 le paramètre J dans cette même sous-région ($j=454$) fin novembre 1997, où l'on obtient un niveau de dégradation important étendu à toute la région du disque.

Il est donc clair que l'effet bénéfique des séquences de réchauffage ne suffit donc pas à compenser la dégradation de CCE, qui explique donc une partie de la dégradation globale reflétée par les courbes de la réponse médiane à long terme.

Nous avons dès lors démontré qu'une partie du dommage peut s'expliquer par une perte de CCE dans les régions du détecteur soumis à un éclairage EUV important. Ceci nous permet de tirer une conclusion très importante sur la gestion des opérations de l'instrument en orbite : *il est impératif de limiter les expositions EUV, particulièrement à 30,4 nm, qui sont celles qui présentent les effets de dégradation les plus importants.*

5.7.3.4 Application au rayonnement visible

Appliquée sur du rayonnement visible, l'analyse par transfert de photons permet d'évaluer le gain de la chaîne électronique. En orbite, l'utilisation de la lampe de calibration permet dans une certaine mesure d'effectuer cette analyse [5.17]. A partir de deux images de lampe de calibration prises successivement dans des conditions identiques, nous pouvons évaluer la statistique du bruit du signal obtenu par différence de pixel à pixel. L'illumination n'étant pas homogène sur tout le champ, nous avons mené cette analyse sur des ensembles de pixels adjacents constituant une mosaïque de carrés de 20 x 20 pixels. La figure 5.39 illustre les résultats de l'utilisation de cette technique, en reportant l'historgramme des gains obtenus pour chaque ensemble de pixels. Ces données fournissent une valeur médiane et une valeur moyenne proches de 16,7 e-/DN, avec une déviation standard de 1,5 e-/DN. Notons que l'équation (5.12) nous fournit une déviation de 1,2 e-/DN. Bien que minime, cet écart peut s'expliquer par la dispersion apportée par la non-uniformité de l'éclairage de la lampe de calibration.

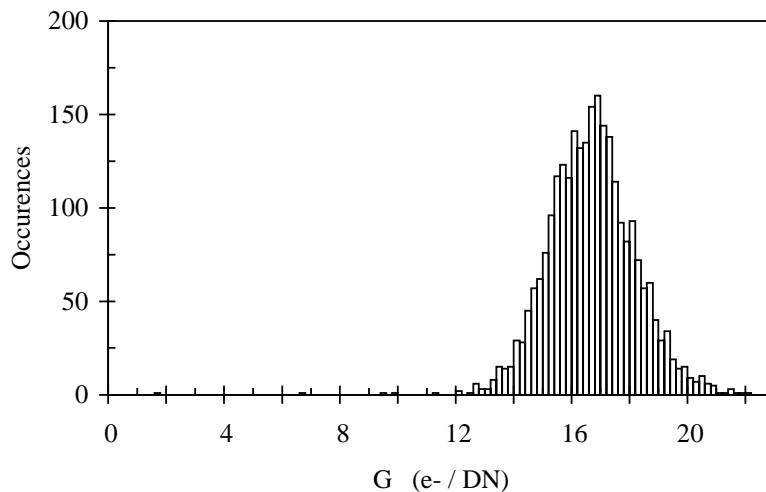


Figure 5.39: Histogramme des valeurs du gain obtenues avec l'analyse par transfert de photons au moyen de 2 images de lampe de calibration prise en vol, chaque valeur est obtenue sur un ensemble de 20 x 20 pixels

Nous avons également utilisé cette méthode sur une séquence de sous-images successives centrées sur la fuite de lumière à 28,4 nm. L'analyse de la différence du signal des pixels de deux images successives permet également de caractériser la variance du bruit par rapport à la moyenne des différences de signal. Si la fuite était constituée de lumière EUV à 28,4 nm, l'inverse de la pente de la variance fournirait une estimation du paramètre J , qui serait logiquement proche des valeurs déterminées à 30,4 nm, soit 7 e-/photon (table (5.6)). Dans l'éventualité d'une fuite de lumière visible, la pente conduirait à identifier le gain électronique, soit 16 e-/DN. L'analyse ainsi menée

Performances en cours de mission

[5.17] a débouché sur un paramètre numériquement proche de 16, qui permet de confirmer la nature visible de la fuite de lumière.

5.8 Mise à jour de la fonction de champ de vue

Nous avons montré au chapitre 4 que la configuration décentrée des 4 pupilles provoque un décentrement des images lorsqu'une erreur de focalisation est présente. Cet effet est illustré en figure 5.40. Nous nous proposons d'utiliser cette propriété du système optique pour évaluer la qualité de la focalisation des images prises en orbite. L'état thermique interne de l'instrument est resté remarquablement constant pendant les 3 premières années de la mission, affichant en permanence une température stable aux alentours des $+20^{\circ}\text{C}$, avec des variations inférieures à $0,5^{\circ}\text{C}$. Ceci nous permet de supposer que la qualité de la focalisation est restée identique au cours de cette période.

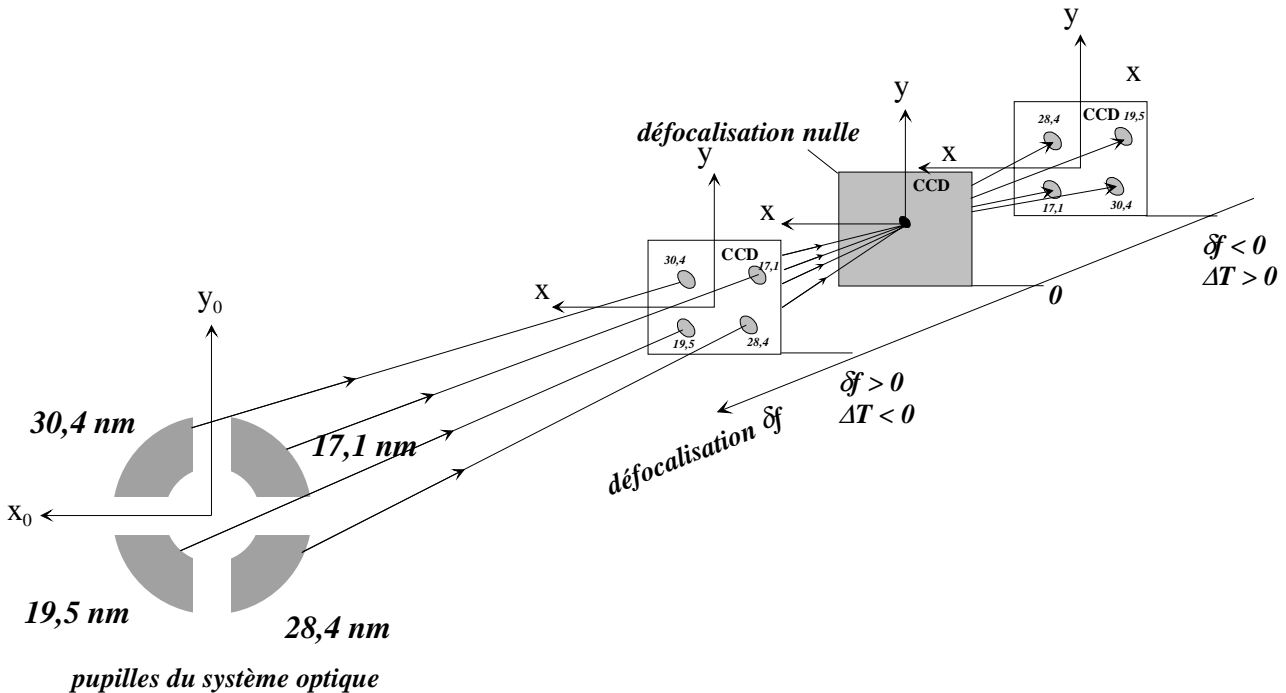


Figure 5.40: Décentrement des images produit par la configuration des 4 pupilles

A partir d'images couvrant l'entièreté du champ, il a été possible de localiser le centre du disque solaire, sur base d'un algorithme de détection du limbe. Nous avons utilisé les résultats de ce travail (réalisé par F. Auchere [5.20]) pour vérifier la présence d'un décentrement relatif d'un quadrant à l'autre. Afin d'exclure les erreurs de pointage du satellite, nous nous sommes basés sur les coordonnées moyennes du centre du limbe pour chaque jour des 30 premiers mois de la mission. Nous avons défini un centre moyen journalier, pour évaluer pour chaque image individuelle l'écart relatif à ce centre moyen. Nous avons représenté cet écart relatif en figure 5.41 en utilisant le repère (x,y) du détecteur. Les centres des images se regroupent remarquablement en 4 ensembles qui correspondent exactement aux 4 quadrants, et qui présentent bien la symétrie de la figure 5.40.

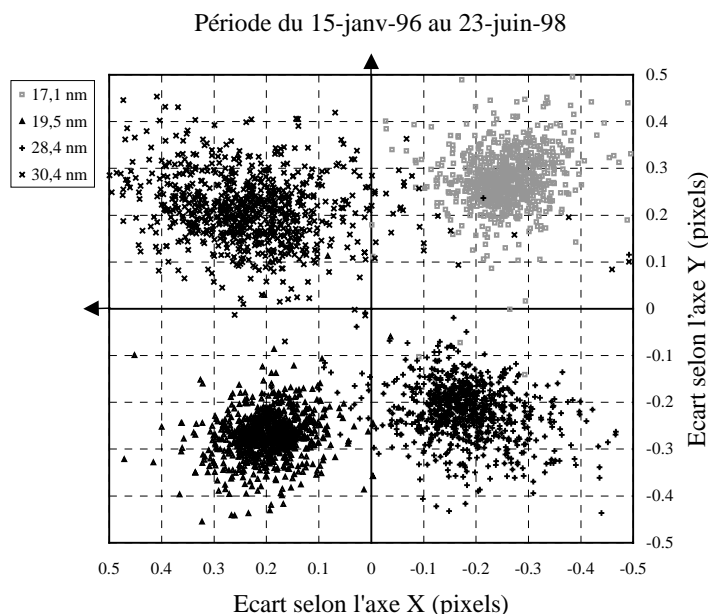


Figure 5.41: Répartition des écarts des centres solaires entre les différents quadrants, dans les axes (x,y), orientés de façon similaire à la figure 5.40

Ces données nous permettent d'évaluer le décentrement moyen des images de chaque quadrant, qui est présenté en table (5.7). Nous pouvons en déduire le décentrement moyen selon les axes diagonaux à 0,33 pixel, ce qui correspond (sec. 4.8.3, fig. 4.42) à une défocalisation positive de 253 μm (vers les miroirs). Par conséquent, le diamètre de la tache image est 10 μm plus grand que celui d'un système correctement focalisé. Notons l'imprécision plus importante qui affecte les données du quadrant $Q=30,4$ nm, essentiellement due à la nature et la structure différente du limbe solaire à cette longueur d'onde.

Table (5.7): Décentrement moyen de chaque quadrant et écart type associé

Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
Ecart moyen selon x / σ (pixels)	-0,26 / 0,07	0,20 / 0,08	-0,18 / 0,10	0,24 / 0,14
Ecart moyen selon y / σ (pixels)	0,28 / 0,07	-0,27 / 0,08	-0,22 / 0,07	0,21 / 0,09
Ecart moyen projeté selon les diagonales du CCD / σ (pixels)	0,38 / 0,07	0,33 / 0,08	0,28 / 0,09	0,32 / 0,12

En nous rapportant à notre étude thermique du chapitre 4, cet écart de focalisation correspond à une température effective de +17°C. Ceci permet d'affiner la fonction de réponse instrumentale, en introduisant une température effective de +17°C dans la fonction d'intégration spatiale, à la place des +20°C reportés par la télémétrie des senseurs de contrôle. Notons à ce sujet que deux types différents de thermistances sont installés sur le tube optique, et que des écarts de plus de 3°C sont observés sur des senseurs à proximité immédiate, ce qui témoigne d'une imprécision dans les tables de calibration et peut expliquer cette défocalisation. La fonction de bande passante spatiale ajustée devient donc $R_{\theta}(\theta_x, \theta_y, i, j, Q, T - 3^{\circ}\text{C})$.

Par conséquent, cette étude suggère une modification des paramètres du contrôle thermique, en élevant de 3°C la température interne de l'instrument. Ceci devrait permettre à l'instrument

Chapitre 5

d'atteindre sa focalisation optimale. Un réchauffement du système optique a donc été programmé en mars 99, il a confirmé le recentrage des images des différents quadrants tel que prévu dans cette discussion [5.21].

5.9 Bilan des mises à jour des fonctions de réponse

La relation instrumentale est définie à partir des fonctions de bande passante R_k et des fonctions de calibration M_k . Ces différentes fonctions ont été identifiées avant lancement, sur base des évaluations théoriques et mesures expérimentales effectuées en laboratoire. Nous résumons ici les résultats obtenus à ce stade du travail.

5.9.1 Fonctions de bande passante

La mise à jour des fonctions de bande passante présente une difficulté majeure, étant donné l'absence de source EUV calibrée. Néanmoins, les observations solaires permettent d'obtenir des informations sur les valeurs effectives de ces fonctions.

$R_{\theta}(\theta_x, \theta_y, i, j, T)$	La fonction de champ de vue nécessite une correction pour tenir compte de la focalisation effective de l'instrument. La rectification a été définie en section 5.8, elle est fonction de la température du télescope. En pratique, il n'est pas aisé de vérifier l'étendue angulaire de cette fonction qui définit la résolution instrumentale. Dans chaque quadrant, des structures solaires de la largeur d'un pixel ont été détectées, ce qui est satisfaisant pour les astrophysiciens. Néanmoins, en l'absence d'une source ponctuelle bien définie, il est fort difficile d'améliorer notre connaissance de l'étendue du champ de vue instantané.
$R_{FA1}(\lambda)$	Les filtres d'entrée et le filtre focal peuvent être caractérisés par similarité avec les filtres de la roue à partir des résultats de la section 5.1.2.3. Néanmoins, l'incertitude qui affecte ces données de vol ne permet pas d'améliorer cette fonction de bande passante. Jusqu'à fin janvier 98, seuls les filtres des quadrants $Q=17,1$ et $28,4$ nm présente des micro-perforations détectables. A partir du 4-fév-98, on retrouve des fuites de lumière visible dans tous les filtres d'entrée. La suppression de ces fuites en utilisant la roue en position $P=2$ indique que ces ouvertures sont minimales, et que la transmission EUV des filtres d'entrée ne nécessite pas de correction pour ces fuites.
$R_{FA2}(\lambda)$	Par similarité avec le filtre $P=2$ de la roue à filtres, nous avons obtenu une caractérisation de cette fonction en orbite (sec. 5.1.2.3), mais l'incertitude qui subsiste ne permet pas de mise à jour. Ce filtre comporte des déchirures dans sa partie supérieure (vue par les photons d'incidence $\theta_x \sim -20$ arcmin). L'absence de source EUV dans ces régions du champ ne requiert pas de mise à jour de la transmission EUV.
$R_{FA3}(\lambda, P)$	Cette fonction est caractérisée (sec. 5.1.2.3) sur base d'observations successives dans les différentes positions. L'incertitude de ces données de vol ne permet pas de mise à jour. Par ailleurs, ces filtres ne semblent pas comporter de fuites dans le visible en concordance avec les régions endommagées dans le filtre focal.
$R_{MC}(\lambda, Q)$	Pas de mise à jour disponible. La présence d'un signal important dans les différents quadrants est une indication positive sur le bon centrage des fenêtres spectrales des multicouches. Les comparaisons avec d'autres instruments EUV semblent indiquer que les structures solaires observées correspondent bien aux 4 raies d'émission nominales. Notons que les

Chapitre 5

	observations du quadrant Q=17,1 nm sont constituées majoritairement d'émissions à 17,5 nm (Fe X).
$R_{CCD}(\lambda)$	Nous ne disposons pas d'éléments permettant de corriger la réponse globale.

5.9.2 Fonctions de calibration

M_{CCD1}	Nous avons montré que la valeur du gain après 9 mois de mission est restée proche des 17 e-/DN. Cette fonction, ne dépendant que de l'électronique, ne nécessite a priori pas de rectification.
$M_{CCD2}(i,j,Q)$	Les cartes de "flat field" de référence ne sont plus valables dès les premières semaines d'opération. Des modifications importantes apparaissent suite aux nombreuses expositions EUV encourue par les pixels du limbe et du disque solaire. Une correction approximative pourrait être apportée dans le région du disque en utilisant la courbe du signal médian à 30,4 nm et à 17,1 nm. La mission EIT-Calroc discutée dans le chapitre 6 apportera des informations plus détaillées. Nous ne proposons pas de mise à jour à ce stade de l'étude.
$M_{vignettage}(i,j,Q)$	L'absence de signal dans les coins du champ nous empêche de détecter la perte théorique de 5 % du signal. Pas de mise à jour proposée.
$M_{FA2}(i,j,Q)$	Ces fonctions ($Q=1,2,3,4$) évaluées théoriquement avant le lancement ont été établies sur base des images solaires et apportent une correction satisfaisante.
$M_{FA3}(i,j,Q,P)$	Ces fonctions ($Q=1,2,3$) ont été établies sur base des images solaires. Nous devons nous attendre à des imprécisions en raison des tolérances de repositionnement du mécanisme de roue à filtre.
$M_{FA}(i,j,Q,t)$	Cette nouvelle fonction a été définie pour tenir compte de la modification au cours du temps t de la réponse des pixels soumis au motif brillant permanent des fonctions d'ombrage des grilles-supports des filtres.

5.9.3 Premières conclusions

La mise en service de l'instrument en orbite a rapidement fait apparaître des écarts dans la réponse par rapport à sa caractérisation en laboratoire. Des changements apparaissent et évoluent en cours de mission. La mise à jour complète des fonctions de réponse n'est pas accessible à partir des observations solaires, ce qui justifie la mission EIT-Calroc qui est abordée au chapitre 6. Certaines fonctions comme les bandes passantes des multicouches ne peuvent être directement vérifiées, étant donné l'absence de source EUV calibrée en orbite.

La nature de la dégradation est complexe, elle résulte de la combinaison d'une contamination du détecteur avec une dégradation interne du CCD, qui produit une baisse de CCE.

5.10 Références

- [5.1] EIT Experiment Interface Document part B, doc. ESA PLP/475/EID-B Iss. 3, Rev. 0, march 1993.
- [5.2] XY Song, "Caractérisation et étalonnage radiométrique du télescope solaire "EIT" à l'aide du rayonnement synchrotron", Thèse, Université de Paris Sud, 1995.
- [5.3] J. Janesick, G. Soli, T. Elliott, S. Collins, "The effect of proton damage on charge-coupled devices", SPIE **1447**, 87-108, 1991.
- [5.4] D. Moses, F. Clette, JP. Delaboudinière, G. Artzner, M. Bougnet, J. Brunaud, C. Carabetian, A. Gabriel, J.F. Hochedez, F. Millier, X.Y. Song, B. Au, K. Dere, R. Howard, R. Kreplin, D. Michels, J.M. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, R. Catura, J. Lemen, L. Shing, R. Stern, J. Gurman, W. Neupert, J. Newmark, B. Thompson, A. Maucherat, F. Portier-Fozzani, D. Berghmans, P. Cugnon, E. Van Dessel, J.R. Gabryl, "EIT Observations of the Extreme Ultraviolet Sun", Solar Physics **175**: 571-599, 1997.
- [5.5] A. Tribble, B. Boyadjian, J. Davis, J. Haffner, E. McCullough, "Contamination Control Engineering Design Guidelines for the Aerospace Community", NASA-MSFC, Contractor Report 4740, 1996.
- [5.6] W. Pratt, "Digital Image Processing", Wiley-Interscience Publication, J. Wiley & Sons Inc., 1978.
- [5.7] J. Delafosse, G. Mongodin, "Les calculs de la technique du vide", Société Française des Ingénieurs et Techniciens du Vide.
- [5.8] S. Dushman, "Scientific foundations of vacuum technique", second edition, Lafferty Ed., J. Wiley & Sons Inc., 1962.
- [5.9] B. Henke, E. Gullikson, J. Davis, "Atomic Data and Nuclear Data Tables", Vol **54**, N° 2, 1993; accessibles à http://cindy.lbl.gov/optical_constants/.
- [5.10] S. Holtz, N. White, R. Becker, E. Boldt, R. Mushotzky, P. Serlemitsos, B. Smith, "X-ray line emission from Capella", The Astrophysical Journal, Vol **234**, L65-68, 1979.
- [5.11] R. Stern, R. Catura, R. Kimble, A. Davidsen, M. Winzenread, M. Blouke, R. Hayes, O. Walton, L. Culhane, "Ultraviolet and extreme ultraviolet response of charge-coupled-devices detectors", Opt. Eng., Vol **26** No 9, 875-883, 1987.
- [5.12] Ph. Chen, R. Hedgeland, "Surface accomodation of molecular contaminants", SPIE **1329**, 327-336, 1990.
- [5.13] J. Janesick, T. Elliott, S. Collins, M. Blouke, J. Freeman, "Scientific charge-coupled-devices", Optical Engineering, Vol. **26** No 8, 692-314, 1987.
- [5.14] M. Blouke, J. Janesik, T. Elliott, J. Hall, M. Cowens, P. May, "Current status of the 800 x 800 charge-coupled-device image sensor", Opt. Eng. Vol **26** No 9, 864-874, 1987.

Chapitre 5

- [5.15] H. Tomida, H. Matsumoto, M. Ozaki, Y. Tazawa, H. Awaki, T. Tsuru, K. Koyama, H. Tsunemi, K. Yamamoto, "Radiation damage of the X-ray CCD", SPIE **2808**, 250-259, 1996.
- [5.16] J.M. Defise, J. Moses, F. Clette and the EIT Consortium, "In-orbit performances of the EIT instrument on-board SOHO and intercalibration with the EIT Calroc Sounding rocket program", SPIE **3442**, 1998.
- [5.17] J.M. Defise, F. Clette, J. Moses, J.F. Hochedez and the EIT Consortium, "In-orbit diagnostic of the EIT EUV CCD radiation induced aging", SPIE **3114**, 1997.
- [5.18] J. Janesick, K. Klaasen, T. Elliott, "CCD charge collection efficiency and the photon transfer technique", SPIE **570**, 7-19, 1985.
- [5.19] J. Janesick, Communication personnelle, 1999.
- [5.20] F. Auchere, NASA/GSFC, Communication personnelle, 1998.
- [5.21] J.M. Defise, F. Clette, F. Auchere, "In-flight characterization and compensation of the optical properties of the EIT instrument", SPIE **3765**, 1999 - à paraître.

6 LA DEGRADATION ETUDIEE AVEC LA MISSION EIT-CALROC

6.1 Introduction

Une seconde expérience EIT a été développée à la suite du programme EIT-SOHO, pour un vol à bord d'une fusée sonde NASA de type Terrier Black Brandt (Mod 2). Le but premier de cette mission est d'obtenir une mise à jour de la réponse instrumentale d'EIT-SOHO, qui présente d'importants changements après plusieurs mois d'opérations.

Le CSL et l'IAS se sont associés pour mettre au point ce nouveau programme avec le NRL qui en assurera la responsabilité scientifique et technique (expérimentateur principal, Dr J.D. Moses). Dans cette mission en fusée sonde, le nouvel instrument EIT doit, à partir d'une altitude de 300 km, prendre des images simultanées de la couronne solaire avec EIT-SOHO. La similarité entre les deux instruments doit permettre une comparaison directe des mesures, ce qui fournira un diagnostic approfondi sur l'état réel de la réponse instrumentale. Une mission en fusée sonde ne permet malheureusement que quelques minutes d'observations, mais offre la possibilité de récupérer l'instrument, et ce pour un budget nettement inférieur à une mission spatiale telle qu'EIT-SOHO. L'opportunité offerte par la disponibilité des éléments de rechange, associée aux efforts conjoints d'un consortium mis en place quelques années auparavant va permettre une préparation efficace de la mission Calroc ("Calibration rocket").

Tous les éléments de rechange disponibles du programme SOHO seront utilisés. Un jeu de miroirs, un ensemble de mécanismes, une caméra sont rassemblés pour faire partie de ce nouvel instrument, qui doit intégrer de nouvelles interfaces mécaniques, thermiques et électroniques. A cette fin, une nouvelle structure est développée, afin de monter le système optique et le détecteur directement dans les sections de la fusée. Une nouvelle électronique est également mise au point ainsi qu'un autre système de refroidissement pour le détecteur. Le tout sera assemblé, testé et lancé avec succès en octobre 1997.

6.2 Particularités

6.2.1 *Préambule*

Pour permettre une bonne comparaison des mesures, il est essentiel d'assurer une similarité complète de l'instrument EIT-Calroc avec celui qui est monté à bord de SOHO. Cependant, certains éléments de rechange dont les filtres ne sont pas disponibles. De plus, un vol en fusée sonde impose des contraintes particulières qui ne sont pas présentes sur SOHO et qui impliquent des modifications :

- L'environnement thermique est essentiellement transitoire : la structure externe de la fusée peut atteindre plus de 80°C pendant les quelques minutes que dure le vol. Ces contraintes ne permettent pas une régulation similaire à ce qui a été développé sur SOHO.
- Le refroidissement du détecteur par un radiateur externe n'est plus possible.
- L'environnement vibratoire présente des accélérations résultantes sur l'instrument plus importantes.
- Le pointage de l'instrument n'est pas garanti avec les mêmes précision et stabilité que celles de SOHO.
- L'ensemble des observations devra être effectué en moins de 6 minutes, ce qui ne permettra pas une prise de vue à pleine résolution dans chaque quadrant.
- Une nouvelle électronique devra être développée, elle sera modifiée de manière à réduire les durées des opérations lors des changements de quadrant au profit des observations EUV.

Néanmoins, la masse allouée sur la fusée sonde est plus importante que sur SOHO, ce qui va permettre l'utilisation de solutions alternatives. L'ensemble atteindra finalement une masse de 300 kg [6.1], qui comprend tous les éléments de la charge utile avec les sections de la fusée.

Tous ces facteurs vont induire des modifications de l'instrument EIT-Calroc, qui vont dégrader sa similarité avec EIT-SOHO, et dont nous devons tenir compte pour les études ultérieures.

6.2.2 *Structure*

L'équipement scientifique de la fusée sonde doit s'intégrer dans un cylindre en aluminium de 410 mm de diamètre. Il n'est plus question d'utiliser le montage à 3 pieds isostatiques prévu sur SOHO. Le cylindre extérieur d'EIT-SOHO n'assure plus la fonction d'étanchéité au vide, celle-ci étant fournie par la structure même de la fusée. L'instrument a donc été séparé en deux parties, chacune fixée par une bride aux sections de la fusée. La configuration de l'instrument EIT-Calroc est schématisée en figure 6.1, où apparaissent les deux nouvelles interfaces destinées à connecter mécaniquement l'instrument à la structure de la fusée. Les distances entre éléments restent identiques à la configuration d'EIT-SOHO.

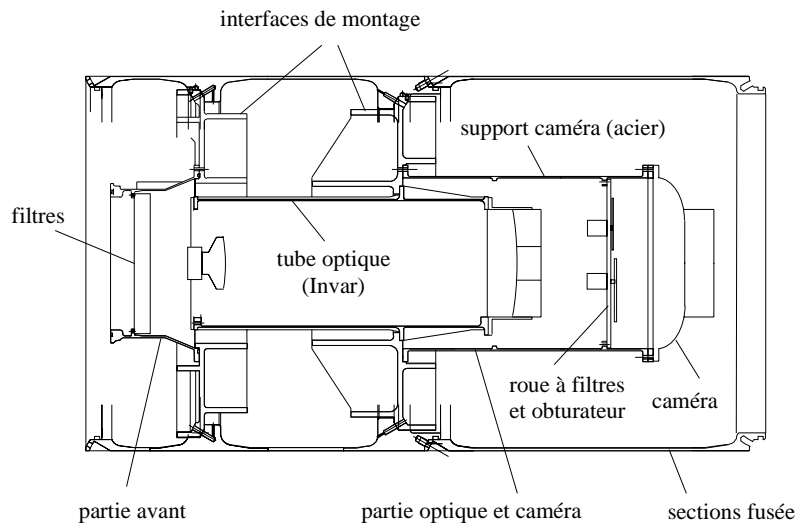


Figure 6.1: Configuration de l'instrument EIT-Calroc

Par rapport aux spécifications de l'instrument sur SOHO, le nouvel environnement vibratoire induit des niveaux d'accélération plus importants dans une plage de fréquences plus large. Il sera nécessaire de vérifier la bonne tenue des différents éléments à ces nouvelles contraintes. Les impératifs financiers et les contraintes de planning n'ont pas permis le développement d'études mécaniques détaillées, ce sont donc des tests vibratoires effectués au CSL qui démontreront la qualification mécanique, qui sera confirmée par un test de vibration de la fusée complète.

6.2.3 *Filtres*

Un nouveau jeu de filtres d'entrée, d'une constitution quelque peu différente de ceux d'EIT-SOHO, est monté dans la fusée. Ces filtres comportent une seule couche d'aluminium (épaisseur 148 nm), ainsi qu'un composé polyimide ($C_{22}H_{10}N_2O_4$, épaisseur 51,5 nm), qui remplace le Celluloïd utilisé à bord de SOHO et devrait être mécaniquement plus résistants [6.2]. La transmission mesurée ne présente pas plus d'écart supérieur quelques pourcents avec le modèle adopté pour EIT-SOHO. Il ne paraît pas nécessaire de prendre en compte ces différences. Il faut noter que les mesures ont été effectuées avec le rayonnement synchrotron de l'IAS, sur des filtres récupérés après le vol de la fusée sonde.

6.2.4 *Design thermique*

6.2.4.1 Système optique

Le design thermique de ce second instrument EIT ne fait plus appel à un système de contrôle actif combiné à un manteau super-isolant. Le vol en fusée sonde ne dure qu'une dizaine de minutes, dans un environnement thermique très variable, les interfaces de montages du télescope étant fixées à la structure de la fusée qui s'échauffe rapidement. A nouveau, le développement très rapide de cet instrument ne permettait pas la mise au point d'un contrôle thermique actif, dans des conditions limites mal définies. D'autre part, les ressources disponibles pour la masse nous ont permis d'utiliser d'autres métaux que l'aluminium. C'est donc un design athermique qui sera utilisé:

Chapitre 6

une structure en Invar assurera la tenue stable des 2 miroirs, tandis qu'un cylindre en acier inoxydable sera utilisé pour limiter les excursions thermiques du positionnement du détecteur.

Dans cette configuration particulière, nous avons estimé la dégradation de la qualité optique en fonction des excursions de température. Incluant les propriétés de l'Invar et de l'acier inoxydable, nous obtenons un système beaucoup moins sensible aux variations thermiques. A titre de comparaison, une augmentation de diamètre de la tache image de 21 μm correspond à un changement de température de 58°C, qui est de loin supérieur à l'élévation de température de quelques degrés qui sera atteinte après 6 minutes de vol au niveau du système optique. Ceci permet de justifier l'utilisation d'une configuration athermique pour le vol en fusée sonde.

6.2.4.2 Détecteur

Le refroidissement du détecteur ne peut plus être assuré par un radiateur extérieur faisant face à l'espace froid. Un réservoir d'azote liquide sera installé à bord de la fusée, et relié conductivement au doigt froid de la caméra au moyen d'une tresse en cuivre. Le remplissage est effectué quelques heures avant le lancement, afin d'assurer un environnement thermique stable au niveau du détecteur et des conditions similaires à celles rencontrées lors des observations à bord de SOHO (-68°C).

6.2.5 Propreté et stratégie de préparation au lancement

Il reste impératif de lancer l'instrument EIT-Calroc sous vide. Plusieurs raisons justifient cette nécessité :

- La présence de filtres en aluminium de large section dans un volume qui doit être évacué dès les premières observations.
- La courte durée du lancement ne permet pas de réaliser un équilibrage lent des pressions internes et externes.
- Le refroidissement du détecteur doit être effectif quelques heures avant le lancement. Afin d'éviter l'accumulation des premières couches moléculaires de glace sur le CCD, nous chercherons à atteindre un vide interne assez poussé, afin de réduire au minimum la pression partielle de vapeur d'eau dans la section détecteur. Ceci devrait permettre d'éviter de reproduire le scénario rencontré en début de mission sur EIT-SOHO.
- La fusée sonde inclut un système de porte qui assure l'ouverture et la fermeture hermétique de toute la partie charge utile. En fin de mission, la porte doit se refermer et assurer à l'instrument une descente et un impact au sol dans des conditions de vide qui le mettent à l'abri des contaminations extérieures et des dommages dus aux pressions différentielles de part et d'autre des filtres.

L'instrument sera pompé en permanence en maintenant la pression interne sous 10^{-4} mbar pendant les 3 semaines qui précèdent le tir, tout en étant réchauffé à environ 40°C. L'enveloppe extérieure de la fusée assure l'étanchéité. Cette préparation a pour but d'assurer un bon dégazage de toutes les surfaces optiques, et de minimiser le risque d'apparition d'une couche de contaminant sur le détecteur dès son refroidissement.

6.2.6 L'étalonnage de l'instrument EIT-Calroc

L'instrument EIT-Calroc emporte à son bord le modèle de rechange de la caméra EIT-SOHO. Elle est en tous points identique à celle montée sur EIT-SOHO, à l'exception du CCD qui présente ses propres caractéristiques. Les tests réalisés à l'IAS ont indiqué un rendement quantique similaire à celui de la caméra de vol EIT-SOHO. Des cartes de non-uniformités de pixel à pixel ont également été établies, à partir des mesures obtenues avec le rayonnement synchrotron. Nous avons vérifié le gain G de la caméra par analyse de transfert de photons avec la lampe de calibration, ce qui a indiqué un gain compris entre 15 et 16 e-/DN, qui reste proche de celui d'EIT-SOHO.

Un programme de calibration de l'instrument EIT-Calroc a été entrepris à l'IAS. De nombreuses mesures ont été effectuées face au rayonnement synchrotron. Néanmoins, les nouvelles interfaces mécaniques et la disponibilité tardive des nouveaux filtres d'entrée n'ont pas permis d'établir un étalonnage de l'instrument complet.

Le détecteur ayant été étalonné en début de programme, il y a de fortes présomptions que ses propriétés se soient modifiées par simple vieillissement à l'air avant le lancement. De plus, il a également été soumis à une surexposition EUV accidentelle lors des essais face au rayonnement synchrotron. Par ailleurs, dans la phase de préparation du tir, des poussières ont été observées à la surface du détecteur. Afin de les éliminer, le CCD a été soumis brièvement à un flux d'azote dé-ionisé. Cette opération a permis d'évacuer ces particules, mais il s'est avéré que la réponse du détecteur a été modifiée dans les mesures ultérieures qui ont été effectuées avec le collimateur EUV. Ceci témoigne de l'importance de l'état électrostatique superficiel du détecteur sur sa réponse.

Tous ces facteurs ont engendré des incertitudes profondes quant à la connaissance de la calibration absolue du détecteur à l'époque du tir de la fusée sonde. Un programme de recalibration au sol après le lancement a été envisagé, mais il ne pourra être réalisé que dans le courant de l'année 1999.

Les observations qui seront réalisées en octobre 97 avec EIT-Calroc ne permettront donc pas d'effectuer un étalonnage complet de la réponse d'EIT-SOHO, mais pourront être utilisées pour établir des cartes de dégradation relative du détecteur CCD.

6.3 Résultats

6.3.1 Déroulement de la mission

Le lancement de la fusée sonde aura lieu le 16 octobre 1997, à la base de White Sand Missile Range (WSMR, Nouveau Mexique, USA). Le vol s'est déroulé vers midi heure locale, afin de bénéficier de la plus faible hauteur de couche atmosphérique. Les observations ont pu être réalisées à une altitude supérieure à 300 km, ce qui assure une absorption atmosphérique dans l'EUV inférieure à 2 % (fig. 6.2). Nous avons bénéficié de 6 minutes pour effectuer l'ensemble des mesures dans les 4 canaux de l'instrument EIT-Calroc. Cette très courte durée ne permettait pas de prendre une image à pleine résolution dans chaque quadrant. Par conséquent, la caméra a été opérée en mode sommé 2x2, au détriment de la résolution et du rapport signal à bruit. Ce mode opératoire permet de diminuer les temps de lecture du détecteur et réduit les temps d'exposition d'un facteur 4, étant donné que les photo-charges de 4 pixels sont finalement rassemblées dans un seul pixel. En procédant de la sorte, les 6 minutes d'observation ont fourni un ensemble complet d'images à 17,1; 19,5; 28,4 et 30,4 nm en mode sommé 2x2.

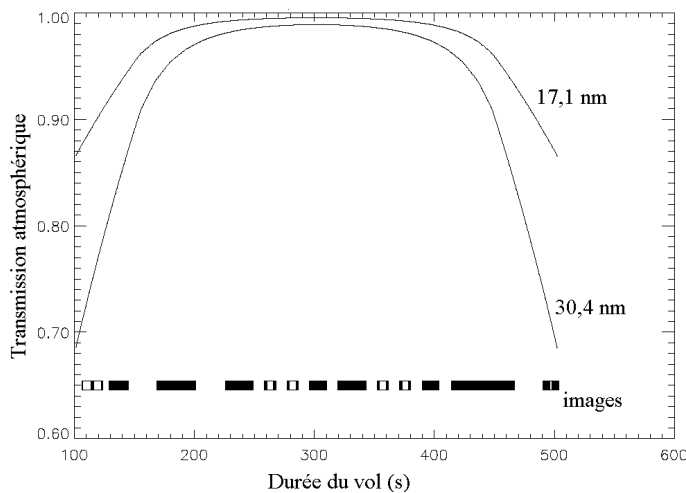


Figure 6.2: Transmission atmosphérique à 17,1 et 30,4 nm en fonction du temps de vol [6.3]

Les images ont été retransmises en direct afin d'affiner les paramètres de pointage de la fusée. Quelques expositions préliminaires en mode sommé 4x4 ont également été obtenues dès l'ouverture de la porte avant d'atteindre l'altitude optimale. Ces images étaient destinées à vérifier la bonne tenue des filtres d'entrée et, si cela s'avérait nécessaire, à télécommander l'ajout d'un filtre de la roue afin de combler les éventuelles fuites de lumière visible. Il faut noter que la courte durée de ce type de mission ne permet pas d'ajuster les temps d'observation, il était donc impératif de préparer soigneusement la séquence opérationnelle, dont les durées d'exposition ont été dérivées des observations à bord de SOHO.

Simultanément à bord de SOHO, l'instrument EIT a pu bénéficier d'un surcroît de télémétrie pour prendre des images sommées 2x2 à haute cadence en alternant successivement les quadrants. Cette séquence devait permettre d'obtenir des images simultanées avec EIT-Calroc.

Après la séquence d'observations, la porte de la fusée sonde s'est bien refermée, en maintenant l'équipement sous vide. La descente, freinée par un parachute, s'est terminée à 80 km du site de lancement par un impact qui s'est avéré assez bien amorti, au vu du bon état de l'instrument récupéré par la suite.

6.3.2 Les observations

L'ensemble des 17 images obtenues lors du vol a permis de constituer un jeu complet d'observations dans les 4 quadrants EUV dans des conditions de pointage stable, sans l'ajout d'un filtre ($P=1$).

On peut néanmoins relever les imperfections suivantes:

1. Le signal enregistré par les différents pixels (en mode sommé 2x2) présente un bruit important.
2. Le seuil électronique semble variable d'une image à l'autre.
3. Le pointage n'était pas parfait, le soleil apparaît décentré essentiellement vers le haut des images.
4. Une fuite de lumière est présente dans la partie inférieure du champ pour le quadrant 28,4 nm.

Les conséquences de ces défauts peuvent être résumées respectivement comme suit:

1. Le bruit peut être caractérisé plus précisément par l'analyse du signal dans les colonnes masquées du CCD. La déviation standard du bruit est de l'ordre de 17 DN, elle semble indépendante des durées d'exposition. Il s'agit vraisemblablement d'un bruit de lecture provoqué par une mise à la masse défectueuse.
2. Le seuil électronique peut également être identifié en analysant le signal des colonnes masquées sur chaque prise de vue. Il varie de 170 à 200 DN, sans corrélation apparente avec les temps d'exposition.
3. Le décentrement réduira le champ commun couvert par les observations à bord de SOHO. Une translation de 160 arcsec permet de faire coïncider les centres solaires.
4. Combinée au décentrement vers le sud solaire, la fuite de lumière d'EIT-Calroc n'affecte en réalité que très peu de pixels du champ commun avec EIT-SOHO. Notons que comme sur EIT-SOHO, cette nouvelle fuite résulte d'une déchirure locale dans le filtre focal combinée à des micro-perforations du filtre d'entrée du quadrant $Q = 28,4$ nm qui produisent un éclaircissement visible diffus du filtre focal.

Les images de référence ainsi collectées (512 x 512 points) sont représentées en figure 6.3, après retrait du seuil électronique, correction des non-uniformités de pixel à pixel et extraction du motif de grille sur base de la procédure utilisée pour définir les grilles de référence d'EIT-SOHO.

La dégradation étudiée avec la mission EIT-Calroc

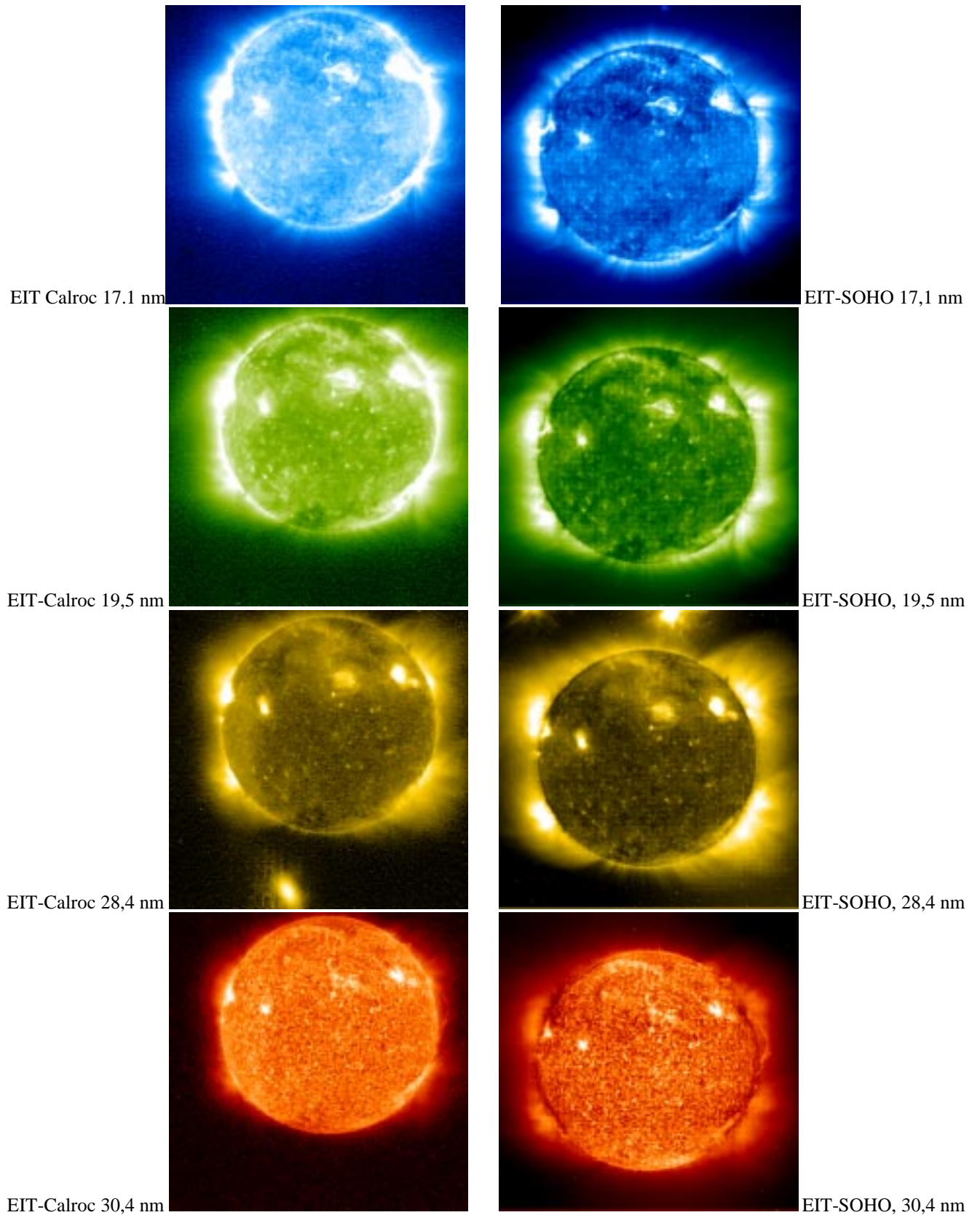


Figure 6.3: Images de référence simultanées prises par la fusée sonde EIT-CALROC et EIT-SOHO le 16-oct-97

6.4 Mise à jour de la réponse d'EIT à bord de SOHO

Afin d'obtenir une comparaison directe entre les images prises à partir de L₁ et celles de la fusée sonde, il est nécessaire d'appliquer certaines corrections :

- SOHO étant localisé à 1.500.000 km de la terre, les images solaires de la fusée sonde présentent un facteur d'échelle qui réduit les dimensions apparentes d'environ 1 %. Sur 740 pixels de diamètre solaire, cet effet provoque une contraction de 7,4 pixels sur le disque solaire, qu'il sera nécessaire de corriger sur les images EIT-Calroc.
- La simultanéité n'est pas non plus parfaite, mais la haute cadence utilisée sur EIT-SOHO permettra d'interpoler deux images et ainsi améliorer la concordance temporelle.
- Les images de la fusée sonde seront recentrées, afin de faire coïncider les centres apparents du limbe.
- L'orientation du disque solaire autour de son centre nécessitera également une légère correction.

Une fois ces corrections appliquées, il nous sera possible de calculer les cartes résultant de la division du signal (en DN/s) de pixel à pixel (en mode sommé 2x2), du signal SOHO par le signal Calroc. Nous obtenons finalement des cartes qui recouvrent une région définie par $\theta_x \in [-22,1'; 20,5']$ et $\theta_y \in [-22,1'; 16,9']$ autour de l'axe optique d'EIT-SOHO, soit un recouvrement de 84 % du champ total.

Sans prétendre analyser l'étalonnage absolu des deux instruments, nous avons néanmoins relevé en table (6.1) le signal médian dans le disque et hors du disque dans chacune de ces images de référence, et nous l'avons comparé au signal d'EIT-SOHO. Notons également que le signal médian dans le disque sur EIT-SOHO à cette date du 16-oct-97 représente environ 30 % à 17,1 nm et 28 % à 30,4 nm du signal de référence de début février 96 (fig. 5.13).

Table (6.1): Comparaison du signal médian dans et en dehors de la zone du disque solaire obtenu avec les deux instruments EIT le 16-oct-97 (mode sommé 2x2)

<i>Q</i>	<i>17,1 nm</i>	<i>19,5 nm</i>	<i>28,4 nm</i>	<i>30,4 nm</i>
Signal EIT-Calroc dans / hors disque (DN/s/4 pixels)	285 / 10	147 / 6	4,3 / 0,6	48 / 1
Bruit de lecture $\sigma_{S_{Calroc}}$ rapporté en DN/s/4 pixels	8,5	8,5	1,1	2,4
Signal EIT-SOHO dans / hors disque (DN/s/4 pixels)	154 / 33	71 / 17	2,7 / 1,2	56 / 5
Bruit de lecture $\sigma_{S_{SOHO}}$ rapporté en DN/s/4 pixels	0,8	0,8	0,1	0,2

Ramené en DN / s / 4 pixels (mode sommé 2x2), le bruit de lecture qui affecte le signal hors disque des images EIT-Calroc présenté dans la table (6.1) apparaît très important en regard du signal. De plus, ce tableau met en évidence des inconsistances importantes :

- Manifestement le signal obtenu en dehors du disque solaire par l'instrument EIT-Calroc dans les quadrants *Q* = 17,1 et 19,5 nm apparaît nettement inférieur à celui enregistré sur SOHO, en dépit de l'incertitude due au bruit rms de 17 DN/pixel (en mode sommé 2x2). Il aurait été logique de constater le contraire, étant donné les indices de perte de réponse sur EIT-SOHO. Bien qu'également inférieur pour EIT-Calroc, le signal hors disque des deux autres quadrants ne constitue pas un point de comparaison fiable, en raison de l'émission faible à 30,4 nm en dehors de cette région, et de l'aire effective de l'instrument beaucoup plus faible dans ces deux

Chapitre 6

quadrants. La présence d'une petite fuite de lumière en dehors du disque peut également perturber la valeur du signal hors disque pour $Q=28,4$ nm.

- Nous constatons un signal environ deux fois plus important dans le disque sur EIT-Calroc dans les quadrants $Q = 17,1$ et $19,5$ nm. Ceci indique la présence d'une dégradation du détecteur EIT-SOHO dans cette région. Par contre, pour les deux autres quadrants, on ne retrouve pas de valeurs similaires, et l'on décèle même une forte différence entre eux, malgré leur proximité spectrale. Le quadrant $Q = 30,4$ nm semble s'écarter des 3 autres, en présentant une réponse médiane inférieure dans les deux régions pour EIT-Calroc.

Il est clair que l'on s'attendrait à avoir un signal dans les images de la fusée sonde au moins égal ou supérieur à celui d'EIT-SOHO dans tout le champ d'observation. Sans entrer dans une discussion approfondie, plusieurs explications peuvent être avancées pour tenter d'expliquer ces problèmes :

- La présence d'un contaminant particulier dans la fusée sonde pourrait provoquer une baisse importante du signal à $30,4$ nm ; mais qui devrait être observée à $28,4$ nm également.
- Des erreurs dans les durées d'exposition effectives seraient responsables des différences importantes décelées pour le quadrant $Q = 30,4$ nm. Si telle est la raison, ces erreurs seraient dues à la nouvelle électronique de commande, qui n'a pu être testée de manière approfondie avant le lancement.
- L'opération de nettoyage du détecteur 3 semaines avant le tir pourrait être à l'origine de modifications importantes du rendement du CCD. Néanmoins, cela n'expliquerait pas l'écart du signal à $30,4$ nm.
- La présence d'une atmosphère résiduelle dans l'instrument EIT-Calroc pourrait également causer une absorption partielle des photons dans certaines longueurs d'onde EUV.

Ajoutées aux problèmes de l'absence d'un étalonnage absolu, ces incohérences nous incitent d'autant plus à ne considérer qu'une analyse de la dégradation relative de pixel à pixel au moyen des mesures de la fusée sonde. Seuls des tests ultérieurs sur l'équipement récupéré en fin de mission pourraient lever certaines ambiguïtés. Nous avons donc établi des cartes de rapport de signal de pixel à pixel (en mode sommé 2×2), qui représentent la division du signal EIT-SOHO par celui d'EIT-Calroc. Nous avons normalisé arbitrairement les cartes de rapport de manière à les faire tendre vers l'unité pour les pixels les plus éloignés du disque solaire, en écartant les signaux trop bruités. Les cartes ainsi obtenues pour chaque quadrant sont représentées en figure 6.4, et constituent une représentation de la dégradation relative des différents pixels, dans le champ d'observation commun des deux instruments EIT lors du vol de la mission Calroc (492×455 pixels). Elles constituent un résultat essentiel pour caractériser la dégradation de la réponse instrumentale d'EIT-SOHO à la date du 16-oct-97.

Dans la table (6.2), nous avons reporté la valeur médiane du rapport obtenu dans la région du disque solaire, comme point de comparaison avec le signal médian évalué autour des 30 % du signal du début de la mission. La consistance des mesures de la table (6.1) avec cette dernière valeur nous indique que la normalisation utilisée n'est probablement pas éloignée de la réalité.

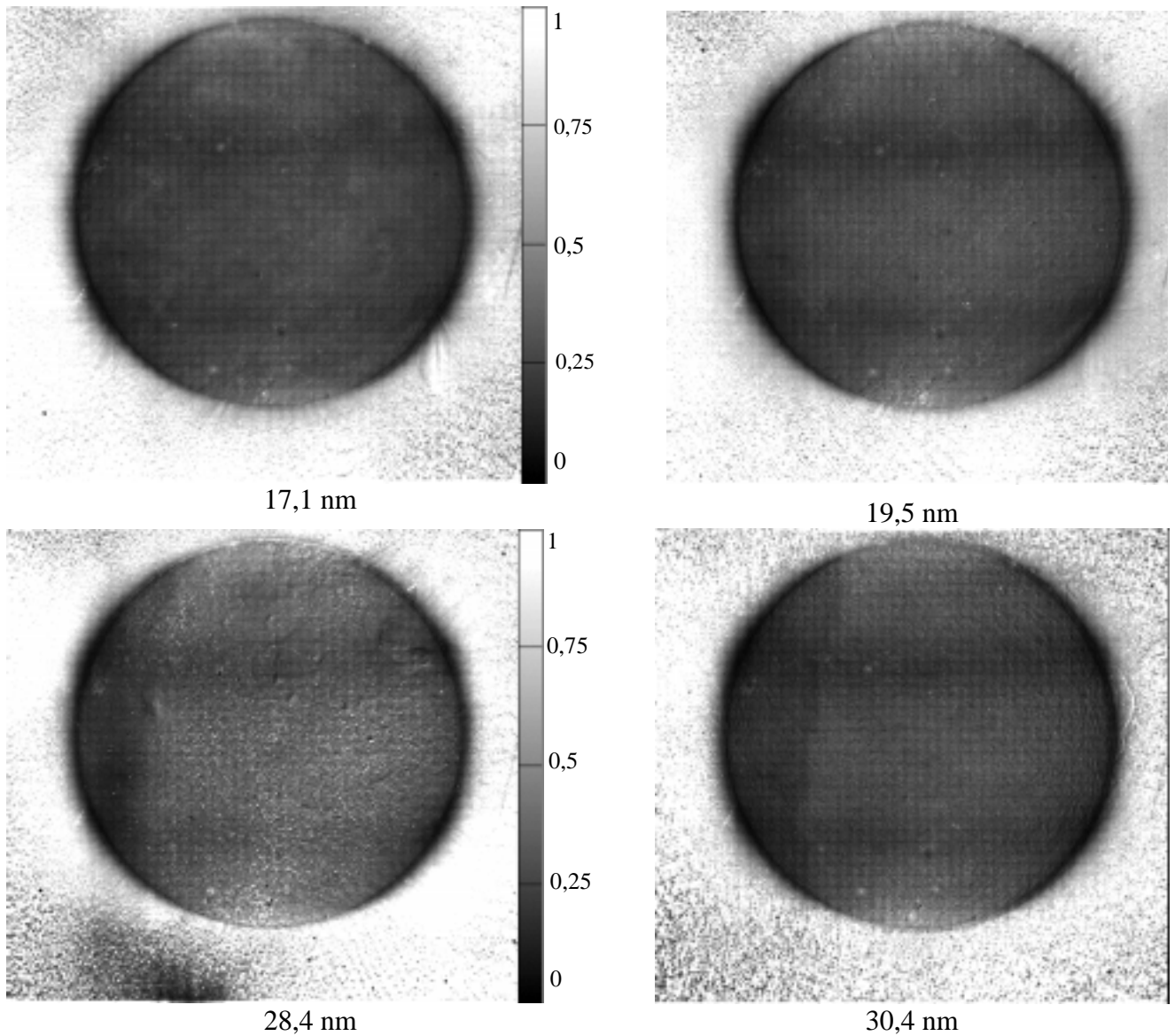


Figure 6.4: Cartes de dégradation du signal EIT-SOHO obtenues avec les rapports des images EIT-SOHO à EIT-Calroc, la valeur locale des rapports est représentée par une échelle de tons gris qui s'étale de 0 (noir) à 1 (blanc).

L'imprécision sur ces données peut être déduite d'une analyse de l'erreur, qui fournit l'estimation (6.1), dont les résultats sont repris en table (6.2). C'est le quadrant $Q=17,1$ nm qui présente la plus faible erreur due au bruit de lecture, en raison de l'importance du signal solaire par rapport aux autres quadrants.

$$\sigma_{S_{relatif}}^2 = \frac{1}{S_{Calroc}^2} \cdot \left[\sigma_{S_{SOHO}}^2 + S_{relatif}^2 \sigma_{S_{Calroc}}^2 \right] \quad (6.1)$$

Chapitre 6

Table (6.2): Rapport médian dans la zone du disque solaire déduit des cartes de dégradation

Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
Valeur médiane du signal relatif dans le disque	0,26	0,27	0,35	0,26
Erreur rms sur le signal relatif dans le disque produite par le bruit de lecture $\sigma_{S_{\text{relatif}}}$	0,008	0,016	0,093	0,014

Dans ces cartes (fig. 6.4), nous pouvons déceler la présence d'une grille sombre, qui correspond à l'effet de surexposition déjà détecté précédemment sur les images moyennes. Ceci est d'autant plus remarquable que ces images sont obtenues en mode sommé 2x2, qui ne permet pas d'obtenir des détails fins. Cela confirme la bonne concordance des images des deux instruments.

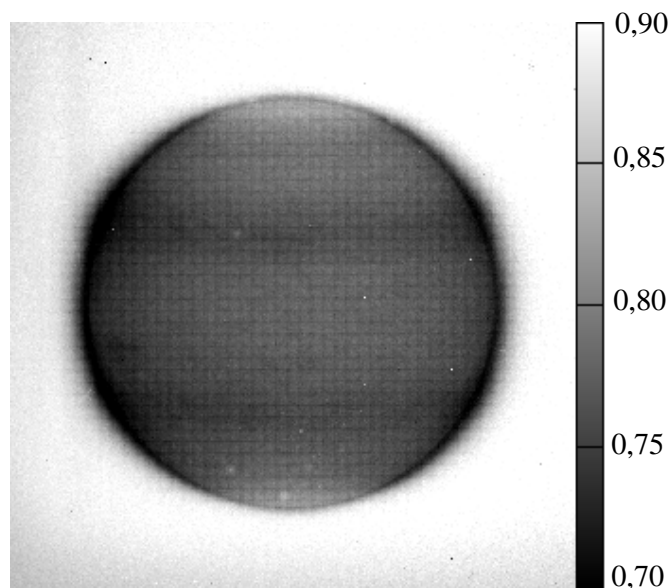
Le limbe est la région la plus dégradée, ainsi que deux bandes horizontales vraisemblablement créées par le défilement régulier des régions actives dans l'EUV à ces latitudes en cette période du cycle solaire.

La zone sombre de la partie inférieure gauche de la carte " $Q=28,4$ nm" correspond à la fuite de lumière dans EIT-Calroc. Il est clair que cet effet ne fait pas partie de la dégradation du détecteur EIT-SOHO.

Enfin, notons qu'il est encore possible d'améliorer le rapport signal/bruit de ces cartes en corrigeant l'effet de parallaxe causé par l'écart de la position de SOHO par rapport à la ligne directe terre-soleil [6.5]. La correction qu'il est possible d'obtenir ainsi se situe au centre du disque, où elle atteint un décentrement d'un pixel.

Notons que certains défauts présents dans les cartes de correction de non-uniformités de pixel à pixel restent présents dans les images EIT-Calroc, ce qui est un indice de changements dans la réponse du détecteur depuis les mesures en laboratoire.

6.5 Comparaison des dégradations EUV et visible



Nous disposons d'une image de lampe de calibration prise le jour avant le tir de la fusée sonde. En la divisant par l'image de lampe de calibration de référence de mars 96, nous obtenons le rapport de la figure 6.5. Les valeurs médianes du rapport dans le visible dans le disque solaire et en dehors valent respectivement 0,76 et 0,89.

La similitude de cette carte avec les cartes des rapports EUV de la figure 6.4 est évidente. Ceci confirme les constatations déduites précédemment sur ces images de lampes de calibration, qui mettent en évidence dans le visible sur un fond uniforme les défauts détectés dans l'EUV

Figure 6.5: Carte du rapport de l'image de lampe de calibration du 15-oct-97 par l'image de référence du 27-mar-96

Si une corrélation entre la dégradation visible et EUV pouvait être démontrée, elle pourrait être exploitée pour extrapoler les cartes de dégradation EUV du 16-oct-97 à d'autres périodes de la mission

A nouveau, si nous reportons sur un graphe logarithmique le signal relatif EUV fonction du signal issu du rapport de lampe de calibration, nous obtenons des courbes similaires à ce qui a été obtenu dans l'analyse de la surexposition de juillet 96 (annexe 3, fig. a3.10 à a3.13). Le signal relatif à 17,1 nm, qui est le moins affecté par le bruit de lecture (table (6.2)), est présenté en figure 6.6, en fonction du signal relatif de la lampe de calibration. Proposée initialement par le groupe de l'ORB [6.5], cette approche pourrait offrir des perspectives intéressantes pour corréler le signal EUV avec celui de la lampe de calibration.

De même, la comparaison du signal relatif EUV entre les différents quadrants fournit une tendance linéaire, qui correspond à la modélisation de l'effet d'absorption d'un contaminant, comme déjà démontré lors de l'analyse de l'incident de juillet 96 (annexe 3, fig. a3.6 à a3.8) et de la dégradation par le motif de grille brillant (annexe 4, fig. a4.4). Cette comparaison est illustrée également en figure 6.6.

A partir de ces résultats, il semble opportun de mettre en évidence une relation entre la perte de signal observée au moyen des images de lampe de calibration et la perte dans les différents canaux EUV. Il faut noter que ces données ne se rapportent qu'à l'état effectif de l'instrument en date du 16-oct-97.

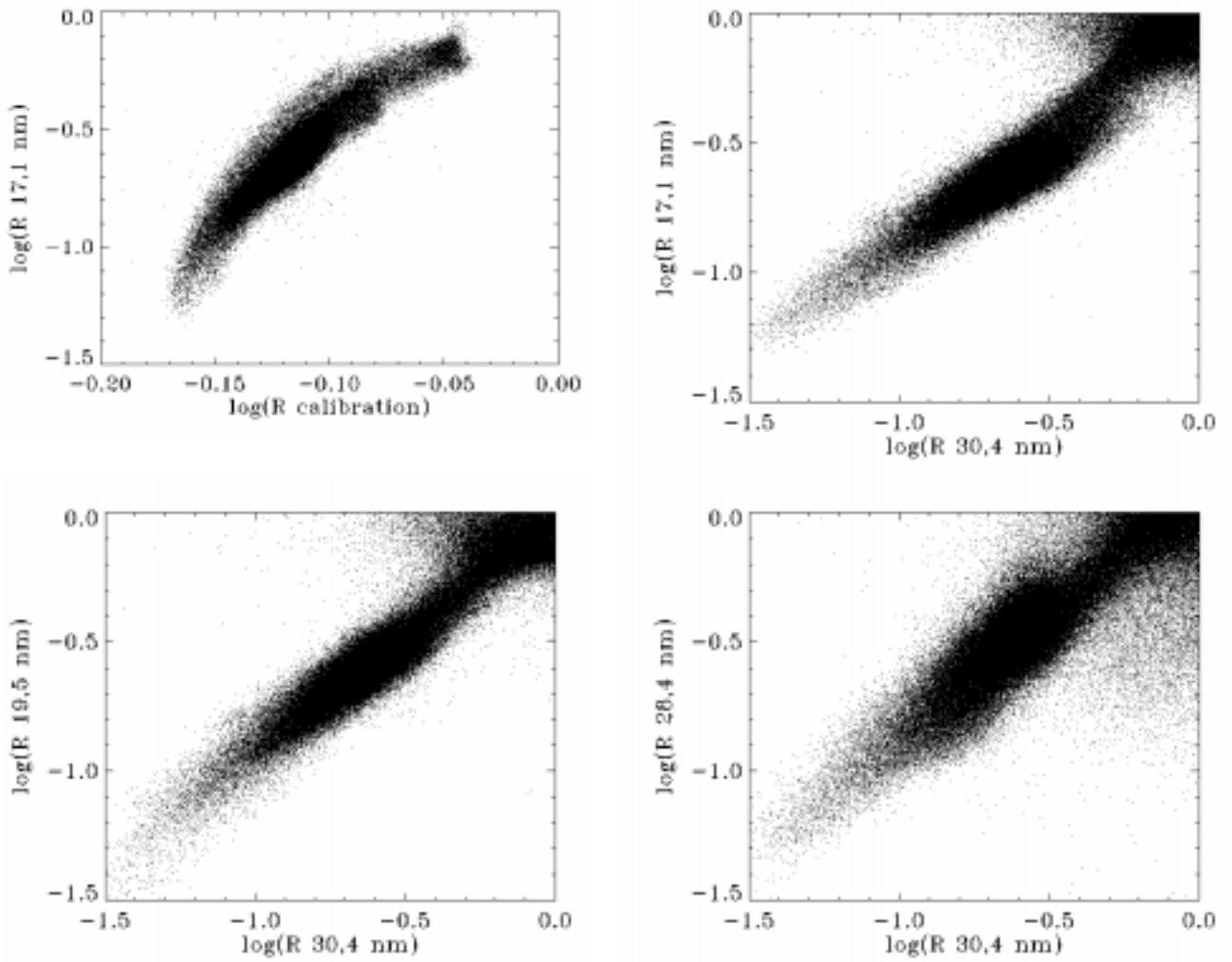


Figure 6.6: Signal relatif EUV obtenu avec les cartes de dégradation SOHO/Calroc en fonction du signal relatif de lampe de calibration (de la fig. 6.5) et en fonction du signal relatif à 30,4 nm

6.6 Analyse par transfert de photons

Dans le courant du mois d'octobre 97, nous avons eu l'occasion de programmer une séquence particulière dans les observations d'EIT-SOHO, afin d'appliquer la méthode de transfert de photons. Le but de cette séquence est d'en déduire une évaluation de la perte de CCE (efficacité de collection de charge) dans une région étendue du détecteur, et de confronter ces résultats avec la dégradation relative déduite des rapports Calroc/SOHO.

Cette séquence a été menée à 17,1 nm, qui est le quadrant qui a fourni les meilleurs résultats d'analyse de transfert de photons. L'idée est de couvrir une zone assez étendue afin d'étudier la répartition spatiale du CCE et la comparer aux résultats de la fusée sonde. Pour obtenir une lecture très rapide, nous avons sélectionné une région constituée de 32 colonnes complètes, le CCD étant programmé pour lire des blocs entiers de 32 colonnes. Le port de lecture du CCD est disposé dans le coin $(i,j)=(0,0)$ comme indiqué en figure 6.7. Le choix d'une telle sous-région offre l'avantage de ne nécessiter qu'un temps de lecture limité à $1/32^{\text{ième}}$ du temps de lecture d'une image complète, soit moins d'une seconde. Combinée au mode de prise d'image sans obturateur (dont le mode opératoire nécessite plusieurs secondes de réinitialisation entre images), cette stratégie a permis d'obtenir des images couvrant 32×1024 pixels à une cadence de 12 s, incluant une durée d'exposition de 2 s.

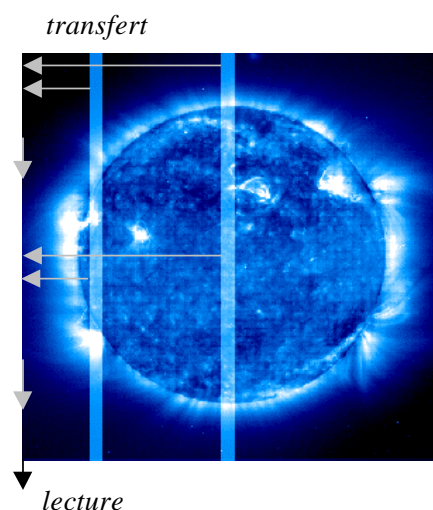


Figure 6.7: Transfert et lecture des sous-régions analysées (colonnes en surbrillance), sur fond de l'image complète à 17,1 nm

Soulignons que ce type d'images soumet toute la surface du détecteur à une exposition prolongée au rayonnement EUV, il ne peut donc être appliqué régulièrement si l'on souhaite limiter son vieillissement. Pour cette raison, nous ne disposons que de 2 séquences de ce type en octobre 1997.

Nous présentons les résultats obtenus à partir de deux séquences de ce type [6.4]. Nous avons évalué le paramètre J (photons/DN) sur des sous-ensembles de 32×10 pixels de manière à couvrir la région de 32×1024 points. Cet échantillonnage introduit un écart type moyen de 0,3 photon/DN. Utilisant une valeur de référence de 3,5 photons/DN, qui correspond aux évaluations dans les régions hors disque en début de mission (fig. 5.33), nous avons déduit les variations relatives de la borne supérieure de la CCE en fonction de la coordonnée j du centre des régions de 32×10 points analysées. Présentés en figures 6.8 et 6.9, ces résultats sont comparés à la valeur de la dégradation relative obtenue à partir de la carte du rapport SOHO/Calroc ($Q = 17,1$ nm), que nous avons arbitrairement normalisé à l'unité en bord de champ.

Les courbes des rapports SOHO/Calroc présentent une nette dissymétrie dans la région $j \in [720,900]$, elle peut s'expliquer par la dégradation produite lors du pointage initial de SOHO, qui a positionné le disque solaire de 76 pixels vers le haut du champ (nord solaire) pendant les 11 premières semaines d'observations. Notons qu'au-delà de $j = 900$, nous sortons du champ de l'instrument EIT-Calroc. La dégradation au niveau du limbe est mise en évidence par l'abaissement de la réponse dans les zones $j=340$ et $j=670$ dans la figure 6.8 ("SOHO/Calroc").

L'analyse par transfert de photons met en évidence un dommage similaire dans l'efficacité de collection de charge du détecteur, mais moins important que le dommage total évalué avec le rapport SOHO/Calroc. L'effet du limbe est également présent (fig. 6.8, "CCE relative"). Ces résultats démontrent à nouveau qu'une partie de la dégradation totale est effectivement produite par une baisse de CCE. Le dommage total ne peut donc être expliqué que par la présence d'autres mécanismes de dégradation, qui ont également des effets plus importants dans les régions à fort éclairage EUV. Bien qu'appliquée sur des images prises à très haute cadence, cette technique présente des limitations qui apparaissent ici sous la forme de variations locales importantes.

Notons qu'en bord de champ, le paramètre J (photons/DN) tend bien vers sa valeur de référence (3,5 photons/DN), comme l'indiquent les courbes "CCE relative".

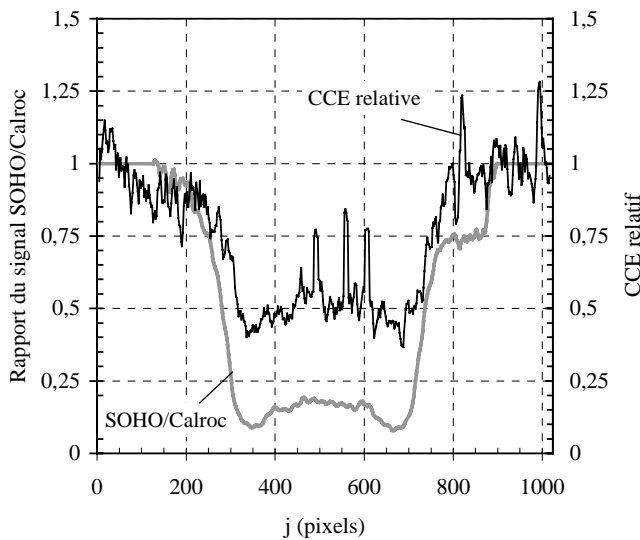


Figure 6.8: Résultats de l'analyse par transfert de photons et comparaison avec la perte de signal déduite des rapports SOHO/Calroc ($Q=17,1$ nm), région de 32×1024 points centrée en $i=177$

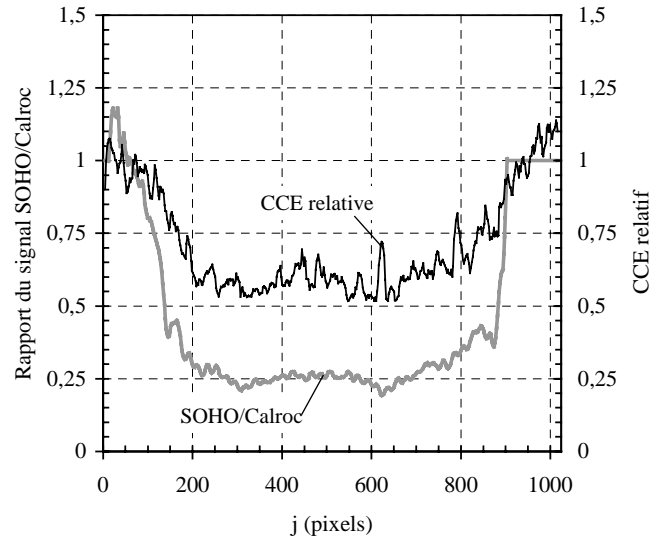


Figure 6.9: Résultats d'une l'analyse similaire celle de la fig. 6.8, pour une région centrée en $i=497$

6.7 Mise à jour de la réponse EUV à plus long terme

Nous avons montré à plusieurs reprises dans ce travail qu'il existe une relation linéaire entre les logarithmes des signaux relatifs entre les 4 canaux EUV de l'instrument :

- dans l'analyse du dégât local dû à la surexposition de juillet 96 (annexe 3),
- dans l'analyse de la dégradation produite par les grilles en surbrillance (annexe 4).

Les résultats de la mission EIT-Calroc ont confirmé cette relation, sans toutefois permettre un étalonnage absolu. Ceci démontre une relation de proportionnalité entre les logarithmes des réponses relatives dans les canaux EUV, qui correspond à un phénomène d'absorption.

D'autre part, l'abaissement local de la réponse EUV correspond également à une perte de sensibilité du détecteur à la lampe de calibration. Une relation non linéaire relie les logarithmes des réponses relatives dans le visible et dans les canaux EUV.

Les résultats de la mission EIT-Calroc ont permis d'établir des cartes de dégradation de la réponse instrumentale dans la partie principale du champ de vue, avec une moyenne sur 4 pixels. Ces cartes ne décrivent la situation de l'instrument qu'en date du 16-oct-97, et ne sont probablement valables que pour une période limitée dans le temps, en raison des variations décelées quotidiennement. Néanmoins, en dépit de l'absence d'une calibration absolue, la relation entre la carte de dégradation du signal visible obtenue par la lampe de calibration et les cartes de dégradation dans l'EUV du 16-oct-97 pourrait être utilisée pour une correction valable à plus long terme.

Les images de lampe de calibration en cours de mission permettent de construire la carte de dégradation relative dans le visible. A partir de cette information, en supposant que la relation des figures 6.6 reste valable, on peut reconstruire une carte de dégradation dans l'EUV. Notons qu'en raison du bruit qui affecte les différentes images de la fusée sonde, c'est la relation dans le quadrant $Q = 17,1$ nm qui devrait fournir les meilleurs résultats. Malheureusement, l'application de cette relation fournit des résultats fort éloignés des mesures du signal médian EUV, ce qui indique que cette technique ne permet pas d'exploiter directement les relations déduites des rapports EIT/Calroc sur une période étendue dans le temps. Ceci peut s'expliquer par les variations de la nature du dégât (différents contaminants, baisse de la CCE) ou par des imprécisions dans la répétabilité de l'éclairement de la lampe de calibration d'une exposition à une autre qui seraient produites par des variations de tension d'alimentation de la lampe. Ce dernier paramètre n'a pas été évalué au sol.

Pour mettre à jour les fonctions de réponse instrumentale, seules les courbes du signal médian dans le disque apportent une réelle contribution. Il semble raisonnable de proposer une correction a posteriori du signal des pixels localisés dans le disque solaire, qui serait basée sur une valeur moyenne quotidienne de la réponse médiane. Cette correction doit être introduite dans la fonction de calibration $M_{CCD2}(i,j,Q)$, initialement prévue pour corriger les défauts de "flat field". La proximité spectrale des quadrants 17,1 et 19,5 nm ainsi que 30,4 et 28,4 nm nous permet d'envisager une correction commune, basée sur les réponses médianes à 17,1 et 30,4 nm qui sont les seules exploitables, car peu affectées par l'activité solaire.

Il reste à résoudre deux problèmes :

- A quelle valeur de la réponse médiane correspond la fonction de calibration initiale (définie au chapitre 4) ?
- Quelle correction adopter en dehors de la région du disque solaire ?

Lors des essais au sol, la présence d'un piège froid dans les cuves à vide permet de lever certaines incertitudes. L'éventualité de la présence d'un dépôt de contaminant sur le CCD en cours de test est minime, en raison des courtes durées du refroidissement et du piège froid qui est plus susceptible de capturer les molécules. De même, lors des mesures des surfaces optiques et des filtres, ce piège froid a également joué cette même fonction, ce qui nous permet de supposer l'absence de constituants adsorbés. Il paraît donc raisonnable d'utiliser la réponse médiane normalisée à l'unité (début février 96) comme point de comparaison avec la réponse instrumentale définie au chapitre 4.

En dehors du disque solaire, nous avons peu d'informations sur la réponse EUV en raison de l'absence d'éclairement solaire régulier dans cette région. Nous n'avons pas d'indice de dégradation localisée, d'autant plus que le rayonnement EUV y est peu intense. Seul un effet de contamination pourrait intervenir, mais nous ne disposons pas d'élément probant pour fournir une correction valable. L'erreur la plus importante reste la perte au niveau du limbe, qui n'est pas couverte par la mise à jour avec la réponse médiane.

Nous définissons ainsi deux fonctions destinées à mettre à jour la fonction de calibration du détecteur, soit $R_{17,1}(t)$ et $R_{30,4}(t)$, qui représentent la valeur du signal médian relatif interpolée pour chaque jour de la mission (fig. 6.10).

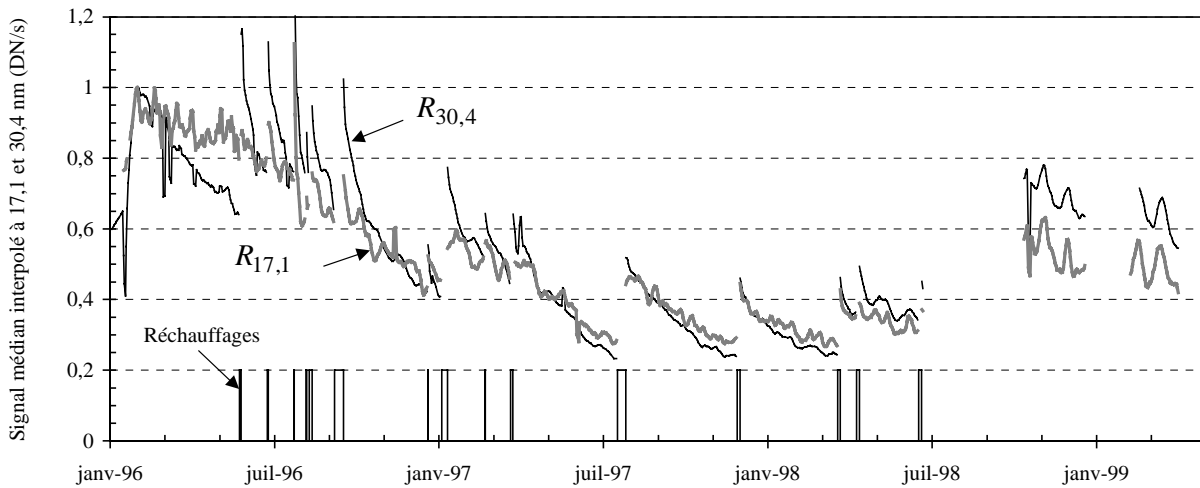


Figure 6.10: Réponse médiane dans le disque, normalisée au 01-fév-96, avec interpolation pour définir une valeur quotidienne, pour $Q=17,1$ et $30,4$ nm

La correction prend la forme d'une fonction de calibration supplémentaire variable dans le temps, soit $M_{CCD3}(i,j,Q,t)$. Elle ne s'applique qu'aux pixels localisés dans le disque solaire, qui sont dans un disque de 374 pixels de rayon, centré en $(i,j) = (506,588)$ en début de mission et $(514,506)$ pour $t \geq 17$ -avr-96

$$\begin{aligned}
 M_{CCD3}(i,j,Q,t) &= \frac{1}{R_{17,1}(t)}, \quad Q = 17,1 \text{ ou } 19,5 \text{ nm} \\
 M_{CCD3}(i,j,Q,t) &= \frac{1}{R_{30,4}(t)}, \quad Q = 28,4 \text{ ou } 30,4 \text{ nm}
 \end{aligned}
 \tag{6.2}$$

Aux alentours du 16-oct-97, les cartes de rapport EIT Calroc/EIT SOHO apportent une correction plus précise pour chaque quadrant, qui prend en compte les défaut locaux et s'étend au delà du

disque solaire. Elles remplacent avantageusement la correction (6.2), à condition de normaliser ces cartes pour retrouver un signal médian identique à celui du 16-oct-97, ce que implique une correction de quelques pourcents dans la normalisation des images EIT-Calroc. La figure 6.10 indique une variation du signal médian approchant 10 % sur 2 mois à l'époque du tir de la fusée sonde, ce qui permet de fixer un seuil sur l'erreur obtenue si cette correction est choisie.

La correction (6.2) est assez simple et ne compense pas toutes les dégradations : le signal en dehors du disque n'est pas corrigé, la perte de signal plus importante dans le limbe n'est pas prise en compte, les dégradations localisées dans le disque ne sont pas corrigées et la présence de variations dues à l'activité solaire influence le signal médian.

L'examen de l'évolution du rapport des logarithmes des fonctions $R_{17,1}$ par $R_{30,4}$ met en évidence les variations importantes du facteur de proportionnalité discuté précédemment. Des variations équivalentes sont à prévoir entre la réponse à la lampe de calibration et celle des canaux EUV. Ceci invalide à nouveau l'utilisation de ces relations pour déduire la dégradation dans l'EUV à partir des images de lampes de calibration.

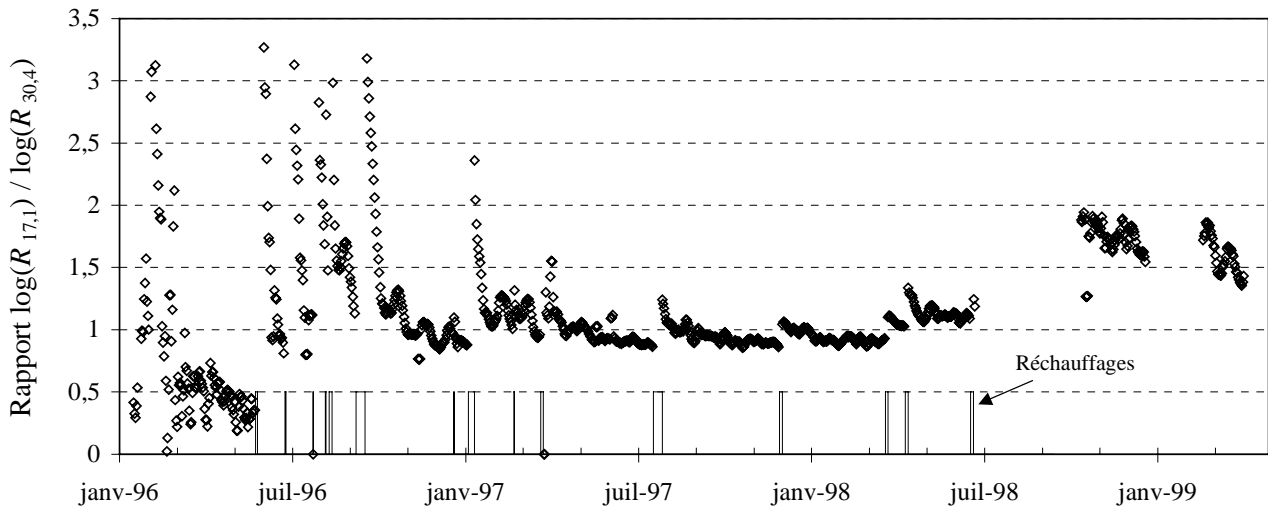


Figure 6.11: Evolution du rapport des logarithmes des fonctions $R_{17,1}$ sur $R_{30,4}$ pour tous les jours des 3 premières années de la mission, les discontinuités et les interruptions de la courbe correspondent aux réchauffages et aux pertes momentanées de la mission SOHO

6.8 Diagnostic sur la nature des dégradations

Nous disposons d'une série d'indices qui caractérisent la perte de réponse de l'instrument EIT. Ces informations peuvent être résumées comme suit :

- la réponse EUV subit une baisse progressive qui dépend localement de l'éclairement cumulé dans les différentes prises d'images ;
- la réponse à 30,4 nm présente les variations de réponse les plus importantes ;
- le rayonnement à 30,4 nm produit plus de dégradations que celui des autres quadrants ;
- la réponse dans le visible subit des dégradations similaires à celles de l'EUV, mais beaucoup moins marquées ;
- une relation linéaire relie le logarithme des réponses relatives EUV ;
- une autre relation relie le logarithme de la réponse relative visible avec celui des réponses relatives EUV ;
- les séquences de réchauffage permettent de restaurer partiellement les réponses visible et EUV et réduisent le courant d'obscurité à température ambiante ;
- une baisse de CCE est associée aux régions à forte exposition EUV mais n'explique pas à elle seule l'abaissement local de la sensibilité du détecteur.

Ces constatations nous permettent d'avancer une explication sur les mécanismes en jeu. Soulignons au préalable que l'accumulation régulière d'expositions au rayonnement EUV et le refroidissement quasi-permanent du détecteur sont des conditions uniques, qui ne sont jamais rencontrées en laboratoire. Nous ne disposons pas de données autres que celles fournies par les instruments EIT.

Le détecteur est confiné dans un volume qui présente une efficacité de pompage très faible. Le CCD étant refroidi, c'est sur sa surface que vont se condenser préférentiellement les différents constituants de l'atmosphère résiduelle. Aux longueurs d'onde de l'EUV, le rayonnement incident est fort susceptible d'être affecté par un phénomène d'absorption. D'autre part, dans le visible, cet effet doit être logiquement moins important, les matériaux présentant des coefficients d'absorption bien inférieurs à ceux de l'EUV. Ceci explique la baisse de signal observée dans l'ensemble du champ dans l'EUV, qui est relativement plus faible dans le visible, ainsi que les améliorations consécutives aux séquences de réchauffement.

Par ailleurs, en raison de la constitution particulière du détecteur, la réponse du CCD est directement affectée par l'état de la fine couche d'oxyde SiO_2 qui est présente sur toute sa surface extérieure, et qui ne dépasse pas quelques nanomètres d'épaisseur. L'interface de cette couche avec le réseau cristallin de Si est source de nombreuses imperfections susceptibles de piéger les photoélectrons produits dans le Si environnant. Cette couche d'oxyde et l'interface SiO_2 -Si se chargent naturellement positivement [6.6] [6.7]. Ces facteurs ont pour effet de créer une zone "morte" [6.8] dans les premières couches de Si, où les photoélectrons ne sont pas collectés. L'extension de cette région dépend directement de l'état de charge de la couche d'oxyde. La collection des photocharges générées à sa proximité sera directement affectée par cette région. Parmi les 4 canaux EUV, ce sont les photons du quadrant $Q = 30,4$ nm qui ont la profondeur de pénétration la plus faible dans le Si. Les photocharges générées dans ce quadrant sont les plus susceptibles d'être influencées par cette couche "morte".

Dans le cas d'EIT, un contaminant s'est déposé sur la surface extérieure qui est régulièrement soumise à un rayonnement EUV localement important. Par ailleurs, il est bien établi que les radiations énergétiques génèrent des charges positives au niveau de la couche d'oxyde et de la jonction SiO_2/Si [6.9]. Les fortes expositions au rayonnement EUV seraient ainsi à l'origine d'un

chargement positif local de la couche d'oxyde. Outre l'effet d'absorption déjà évoqué, le contaminant pourrait également apporter une contribution avec un effet photochimique qui viendrait se superposer et participerait à la charge de l'oxyde et de l'interface SiO_2/Si . L'augmentation du courant d'obscurité à température ambiante dans les zones fortement exposées au rayonnement EUV confirme la concentration localement plus importante de défauts dans l'interface SiO_2/Si qui sont également responsables de l'extension la zone "morte".

Il en résulte des variations de l'épaisseur de la zone "morte" en fonction de l'état de charge local de la couche d'oxyde, qui se traduisent par des changements locaux dans le pouvoir collecteur des photocharges. Ce phénomène permet d'expliquer à la fois la baisse de CCE et la corrélation de cette dégradation avec les expositions importantes au rayonnement EUV. Notons que l'abaissement de la CCE décelé par analyse de transferts de photons ne concerne que les photons dont une partie au moins de photocharges sont collectées.

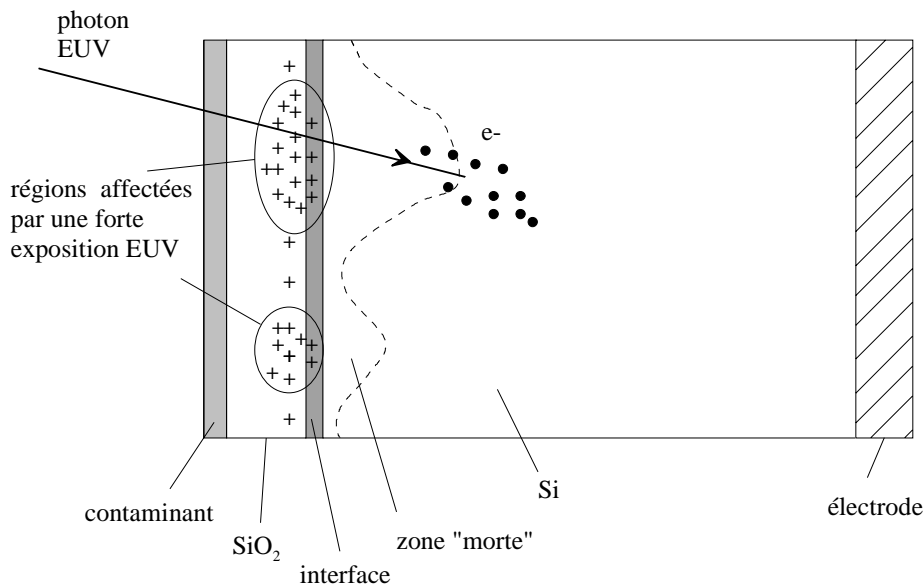


Figure 6.12: Coupe schématique du CCD avec dépôt d'un contaminant et chargement de la couche d'oxyde avec les fortes expositions EUV qui provoque des variations de la zone "morte", ce qui réduit localement la collection des photocharges et augmente le chemin optique des photons avant que leur conversion photoélectrique ne soit détectée

Lors des séquences de réchauffage, il se produit une homogénéisation du réseau cristallin et des couches superficielles, ce qui a pour effet une réduction partielle de la couche "morte" et une restauration de CCE. Ceci confirme l'efficacité moindre des réchauffages dans les régions affectées par des surexpositions, par rapport à l'évacuation du condensat qui affecte toutes les régions.

La nature exacte du changement de potentiel de la couche d'oxyde n'est pas clairement établie. L'interaction éventuelle du contaminant avec les couches superficielles du CCD reste à déterminer. Les incertitudes sur l'origine du contaminant, ainsi que sur la constitution exacte du détecteur ne nous permettent pas d'avancer une explication plus détaillée. Néanmoins, nous pensons que les surexpositions EUV provoquent une extension de la zone "morte", qui induit une baisse de CCE mais aussi une augmentation de l'épaisseur optique du Si que les photons doivent traverser avant de produire des photocharges. Ceci explique la corrélation entre les variations dues à l'abaissement de CCE et à l'absorption.

6.9 Apports de la mission EIT-Calroc

La mission EIT-Calroc a permis de construire 4 cartes de dégradation relative des différents pixels du détecteur monté à bord d'EIT-SOHO. Ces cartes définissent une mise à jour de la fonction $M_{CCD2}(i, j, Q)$.

Bien que valables pour une durée limitée dans le temps, ces mises à jour a fournissent des renseignements précieux sur la quantification des dommages relatifs, de sorte que les analyses préalablement établies ont pu être confirmées.

Les analyses de transferts de photons qui ont été menées les jours qui suivirent le tir de la fusée sonde ont été valorisées par les mesures d'EIT-Calroc. Nous avons ainsi déterminé la part de perte de réponse attribuable à une baisse de l'efficacité de collection de charge.

Enfin, cette mission a démontré la possibilité d'obtenir des corrections d'étalonnage à partir d'une fusée sonde. La récupération de l'instrument dans de bonnes conditions laisse entrevoir des mises à jour futures, qui devraient permettre de préparer les observations du maximum solaire de 2001 avec des données précises sur la réponse instrumentale du télescope EIT en orbite depuis le début de 1996. Des modifications de l'instrument EIT-Calroc pourront être envisagées, pour parer aux déficiences observées en octobre 97. La réduction du bruit de lecture ainsi que la mise en place d'un meilleur filtre focal feront partie des améliorations à mettre en place. Des informations complémentaires auraient été obtenues dans les régions à faible signal, en l'absence de ce bruit additionnel.

La prise de vues simultanées entre EIT-SOHO et EIT-Calroc permet de construire des images stéréoscopiques, en profitant de la parallaxe des points d'observations qui reste toutefois un peu faible pour exploiter au mieux cet aspect de l'observation solaire. La vision tridimensionnelle de la morphologie de la couronne solaire apporte des renseignements capitaux sur l'origine et la direction des éjections de matière coronale. Ces techniques de vision stéréoscopique font partie des projets de futures missions spatiales d'observation scientifique du soleil. Bien que ponctuelles, les données obtenues avec les instruments EIT pourront être mises à profit pour tester les outils de reconstruction en cours de développement.

6.10 Références

- [6.1] "Flight Requirements Plan for Terrier Black Brandt (Mod 2) 36.129 DS", document NASA, Goddard Space Flight Center, Wallops Flight Facility, Juillet 1996.
- [6.2] F. Powell, R. Keski-Kuha, M. Zombeck, R. Goddard, G. Chartas, L. Townsley, E. Mobius, J. Davis, G. Mason, "Metalized Polyimide Filters for X-ray astronomy and other applications", SPIE **3113**, 432-440, 1997.
- [6.3] R. Thomas, NRL, communication personnelle, 1998.
- [6.4] J.M. Defise, J.D. Moses, F. Clette and the EIT Consortium, "In-orbit performances of the EIT instrument on-board SOHO and intercalibration with the EIT Calroc Sounding rocket program", SPIE **3442**, 1998.
- [6.5] F. Clette, LASCO/EIT Science Consortium Meeting, Coolfont, 1998.
- [6.6] R. Stern, R. Catura, R. Kimble, A. Davidsen, M. Winzenread, M. Blouke, R. Hayes, O. Walton, L. Culhane, "Ultraviolet and extreme ultraviolet response of charge-coupled-devices detectors", Opt. Eng., Vol **26** No 9, 875-883, 1987.
- [6.7] J. Janesick, T. Elliott, S. Collins, M. Blouke, J. Freeman, "Scientific charge-coupled-devices", Optical Engineering, Vol. **26** No. 8, 692-314, 1987.
- [6.8] P. Burnstein, D. Michels, "Direct detection of XUV radiation with a CCD", Appl. Opt. Vol. **19** No. 10, 1563-1565, 1980.
- [6.9] J. Janesick, G. Soli, T. Elliott, S. Collins, "The effect of proton damage on charge-coupled devices", SPIE **1447**, 87-108, 1991.

7 CONCLUSIONS

Nous présentons les conclusions finales de ce travail en trois étapes :

- Le succès de la mission EIT est le résultat d'une série de réussites qui méritent d'être mises en évidence, nous passons en revue ces points forts de l'instrument.
- A côté de ces points positifs, certains détails n'ont pas été suffisamment optimisés, il est important de les lister en justifiant leur impact négatif. A partir de l'expérience acquise lors des étapes de conception et de l'exploitation de l'instrument en orbite, nous évoquons de nouveaux développements qui apporteraient des améliorations substantielles à un nouvel instrument de ce type.
- Nous terminons par les conclusions générales.

7.1 Les points forts de l'instrument

En analysant les résultats et l'évolution de l'instrument placé en orbite, nous pouvons mettre en exergue les spécificités qui sont à l'origine de la réussite de la mission EIT. Il semble utile de lister et justifier les points forts de l'instrument, qui résultent des choix initiaux effectués lors de la conception qui ont contribué au bilan positif de la mission.

Le design mécanique

La structure mécanique d'EIT a bien rempli sa mission. L'alignement sur le satellite est resté proche des spécifications, sans que l'écart initial de 318 arcsec n'ait été clairement attribué à un désalignement de l'instrument. Les éléments internes ont survécu aux accélérations produites lors du lancement. L'alignement interne des optiques a bien été maintenu et conservé lors des 3 premières années de mission. La stabilité du motif de grille focale en est une preuve. Le montage des différents éléments s'avère stable dans le temps.

Ces résultats positifs justifient les réductions de spécifications de qualification en vibrations accordées lors de la mise au point de l'instrument (sec. 2.3.5).

Le design thermique

Le design thermique de l'instrument est très satisfaisant.

- L'instrument en orbite a atteint une température d'équilibre adéquate au niveau du système optique, qui a pu être élevée à 20°C en mode opérationnel grâce à la puissance de chauffage installée sur la structure optique. Cette puissance, limitée à 7 W, s'est avérée suffisante pour atteindre la consigne de 20°C en début de mission, qui correspond aux conditions les plus froides de la mission. C'est grâce aux modélisations théoriques confortées par les essais de balance thermique que nous avons pu confirmer que la puissance allouée par le satellite était suffisante pour amener le système optique à 20°C, et que la température d'équilibre sans puissance additionnelle resterait bien inférieure à 20°C. Ce contrôle thermique actif, qui ne permet qu'un réchauffement, assure une température stable avec des variations inférieures à 0,5°C. Néanmoins nous ne disposons pas des données de vol sur la puissance électrique effectivement consommée à ce niveau, qui permettraient de corrélérer les paramètres du modèle thermique théorique tels l'efficacité du MLI et les conductances de contact.
- Ces tests thermiques en laboratoire ont fourni des renseignements primordiaux pour la mise au point de l'instrument. Nous avons ainsi évité un problème d'échauffement excessif du couvercle utilisé dans le mécanisme de porte.

Chapitre 7

- D'autre part, découvrir une partie de la structure de sa couverture de MLI est une solution intéressante grâce à laquelle nous avons correctement ajusté les échanges thermiques en fonction du comportement réel de la structure dans l'environnement du test de balance thermique.
- La "refocalisation" thermique permet bien le réglage précis du positionnement du détecteur, comme l'ont confirmé nos études de décentrement des images entre quadrants. Cette conception innovante apporte un réel avantage et l'assurance d'atteindre la focalisation souhaitée.

Les dépôts multicouches interférentiels

Les bandes passantes semblent bien centrées comme le confirme l'analyse des observations solaires par les spécialistes. Nous pouvons souligner quelques remarques :

- La contribution principale au quadrant $Q=17,1$ nm provient de la raie à 17,5 nm (Fe X), pour laquelle l'instrument présente une efficacité similaire à 17,1 nm (Fe IX), ainsi que l'indiquent les courbes d'aire effective de la figure (4.59).
- Le dépôt multicouche du quadrant $Q=30,4$ nm a été étudié pour procurer une réflectivité maximale. Sa bande passante n'a pas été optimisée en largeur, étant donné que les émissions solaires à 30,4 nm sont prépondérantes par rapport aux raies voisines. Néanmoins, toutes les images sont représentées dans des échelles logarithmiques pour mettre en évidence à la fois les structures solaires peu intenses et les régions actives. Cette représentation fait apparaître des contributions à 28,4 nm au-delà du disque d'hélium. De plus, la contribution de la raie du Si XI à 30,3 nm est également discernable.

Le télescope

Le système optique donne pleine satisfaction.

- L'alignement performant des optiques combiné au système thermique permet d'obtenir un bon centrage des images des différents quadrants en ajustant la température, qui est la méthode de diagnostic que nous avons adoptée pour caractériser la qualité de la focalisation.
- D'autre part, la forme non symétrique des pupilles des sous-télescopes ne gêne en rien la qualité finale des images, ce qui est logique étant donné les effets minimes de la diffraction dans l'EUV.

Les mécanismes

Les mécanismes remplissent leur mission correctement.

- La porte a bien assuré l'herméticité avant et pendant le lancement. Son ouverture n'a pas posé de problème. Elle n'est plus activée depuis le début de la mission, à l'exception d'une fermeture temporaire en novembre 98 en prévision de l'arrivée des Léonides en L_1 qui n'ont pas causé de dégât.
- Le masque sélecteur, la roue à filtre et l'obturateur fonctionnent correctement. Aucun chevauchement des quadrants n'est détecté. Les filtres peuvent être sélectionnés nominalement. Seule l'électronique de commande a posé quelques problèmes.

Les filtres d'entrée

Malgré les fuites qu'ils comportent, les filtres d'entrée assurent leurs fonctions primaires :

- éviter l'échauffement excessif des optiques en rejetant l'infrarouge solaire,
- fournir une fenêtre de transmission entre 17 et 50 nm.

En permanence face au soleil, ils ne présentent pas de vieillissement détectable, hormis l'apparition subite d'une dégradation en février 98.

Leur présence à l'entrée de l'instrument permet d'éviter les modulations observées avec les grilles-supports des autres filtres.

Conclusions

Les filtres de la roue

La possibilité d'insérer un filtre supplémentaire dans le faisceau optique a permis de conserver un instrument pleinement opérationnel en dépit des dommages occasionnés par les filtres d'entrée en février 98. Sans cette option, les données d'EIT auraient perdu une partie de leur valeur scientifique en raison des fuites de lumière visible qui affectent la partie supérieure de l'image et se superposent au signal EUV.

Stratégie de pompage avant lancement

Le pompage avant le lancement semble bien être une nécessité. En remplissant sa mission première, qui était de maintenir l'intégrité des filtres en aluminium, cette stratégie a permis d'obtenir les premières observations EUV avec 3 filtres d'entrée en bon état. Il n'est pas établi que les dommages détectés sur le filtre $Q=28,4$ nm et sur le filtre focal n'étaient pas présents avant le lancement. Par ailleurs, bien que peu poussé, le vide interne ainsi obtenu permet de limiter l'atmosphère résiduelle qui est présente dans l'instrument en début de mission.

Le détecteur

Son système de réchauffage intégré est une nécessité. Sans lui, la réponse instrumentale aurait inéluctablement baissé jusqu'à un seuil limite sous lequel les temps d'exposition seraient prohibitifs face aux variations temporelles de la couronne solaire. Seul un dépointage de 90° du satellite aurait permis de réchauffer le radiateur extérieur et donc le détecteur.

La détection des photons EUV est bien effective. En dépit des variations observées, l'instrument dispose d'une réelle capacité d'imagerie, et dans une moindre mesure de performances radiométriques, qui sont limitées par les changements importants de la réponse instrumentale en orbite et par les variations de sensibilité locale. Notons que la plupart des instruments UV et EUV de SOHO ont subi des dégradations au niveau de la réponse de leurs détecteurs [7.1].

La basse température opérationnelle supprime le bruit thermique, ainsi que l'effet des éventuelles charges piégées dans les défauts du Si produits par les radiations énergétiques. L'absence de signal lors des mesures de courant d'obscurité à cette température en est une preuve.

Calibration en vol

La lampe de calibration, bien que travaillant dans le visible, s'est avérée être très intéressante comme source de lumière de référence. Elle a permis de déceler de nombreux changements de réponse localisés, et d'évaluer l'efficacité des séquences de réchauffage du détecteur.

7.2 Et si c'était à refaire ?

A côté des réussites, les performances de l'instrument pourraient être sensiblement améliorées en modifiant certains détails du design de base ou des procédures de mise en opération. Cette critique résulte directement des études de ce travail et des résultats observés en orbite, elle est destinée à fournir des éléments constructifs et des recommandations pour l'élaboration de projets futurs. Nous commençons par la revue des améliorations à apporter aux éléments existants et aux options sélectionnées lors de la conception de base. Nous terminons par des considérations sur d'autres choix de base en fonction de l'expérience acquise et des dernières évolutions technologiques. En développant l'instrument EIT et en analysant ses performances en orbite, nous avons identifié des éléments décisifs qui pourraient être mis à profit si un nouvel instrument du type "EIT" devait être reconstruit. En quelques lignes, nous nous permettons de présenter brièvement des changements et des innovations qu'il serait intéressant de développer.

Les filtres

Les défauts observés dans le filtre focal d'EIT-SOHO et d'EIT-Calroc qui sont à l'origine des fuites de lumière ne devraient pas être présents. Ces filtres ont des dimensions réduites par rapport aux filtres d'entrée. Leur grille-support très dense devrait leur conférer une bonne tenue mécanique. Des erreurs lors du montage des filtres dans leur cadre ou dans leur manipulation sont probablement à l'origine des problèmes rencontrés à la fois sur EIT-SOHO et sur EIT-Calroc.

Les filtres d'entrée jouent bien leur rôle de protection thermique vis-à-vis des optiques. Par contre, leur fragilité reste problématique, ce qui rend pénalisant tout défaut dans le filtre focal en cas de perforation du filtre d'entrée. Des efforts pour améliorer leur tenue mécanique auraient certainement été profitables.

Un test de fuite de lumière doit être prévu peu avant le lancement, pour vérifier le bon état des différents filtres. Ce test est à réaliser sous vide avec une source de lumière visible, il doit permettre d'identifier des défauts importants comme ceux qui sont présents sur EIT-SOHO dès le début de la mission. Cette vérification se ferait en 2 phases : avec et sans filtres d'entrée. Ce type de test a été mis au point lors de la préparation de la fusée sonde, en utilisant un hublot à la place de la porte, l'instrument étant maintenu sous vide.

Le refroidissement du détecteur dès les premières heures après le tir

Le refroidissement du CCD dès les premières heures qui suivent le lancement, alors que l'instrument est hermétiquement fermé est à proscrire. Lancer l'instrument en assurant un chauffage continu du CCD pendant plusieurs jours voire plusieurs semaines aurait fort probablement permis d'éviter de piéger des constituants sur le détecteur pour les évacuer dès le début de la mission. Nous aurions évité ce problème en assurant l'alimentation du système de chauffage du détecteur pendant cette phase.

Si la puissance des batteries lors du lancement n'est pas disponible à cet effet lors de cette première phase, un effet similaire peut être produit en modifiant l'attitude du satellite de manière à orienter périodiquement le radiateur vers le soleil. Cette solution doit être compatible avec les exigences thermiques des autres instruments, et doit être prévue dans les spécifications de base et le plan de vol du satellite.

Le dégazage avant lancement

La présence d'un contaminant dans la section caméra est à l'origine d'une partie de la perte de réponse en orbite. L'accumulation d'un condensat sur le détecteur pourrait être évitée avec une

Conclusions

meilleure efficacité de pompage de la section caméra, pour assurer l'évacuation des composants dégazés.

Lors de la préparation au sol, un étuvage sous vide prolongé permettrait de réduire la quantité d'eau adsorbée par les surfaces internes. Un réchauffage de toutes les surfaces internes n'est pas possible en orbite, cette opération doit se faire avant lancement. Elle peut se faire dans des installations de test standard. Le point délicat reste la tenue des filtres en aluminium lors des opérations de pompage et d'ouverture de porte.

La sélection des matériaux doit s'appuyer sur des essais qu'il faut réaliser si les données ne sont pas disponibles dans les bases de données. La propreté interne des moteurs des mécanismes n'est pas parfaitement établie. Des mesures complémentaires permettraient d'écarter leur responsabilité dans la contamination périodique du détecteur. Il en est de même pour le Celluloïd présent dans le filtre de la roue $P=3$. Notons également que les filtres d'entrée reçoivent l'irradiance solaire directe et sont localement chauffés jusqu'à 90°C au centre des mailles. Bien qu'éloignée du détecteur, la contamination potentielle du Celluloïd à ces températures doit être vérifiée par des tests.

Le dégazage après lancement

L'accumulation périodique d'un condensat sur le détecteur pourrait être évitée en améliorant l'évacuation de la section caméra. Il est nécessaire d'assurer un meilleur pompage dans cette partie de l'instrument, tout en garantissant une protection contre la lumière parasite générée par les imperfections des filtres d'entrée. Une alternative consisterait à ajouter une ouverture directe vers l'espace avec une vanne commandable en orbite. Cette vanne serait refermée après pompage et lors des observations pour empêcher les entrées de lumière parasite. Au sol, elle serait avantageusement utilisée pour améliorer l'efficacité de l'étuvage sous vide.

La puissance du système de réchauffage du détecteur doit être augmentée pour compenser le refroidissement permanent du radiateur externe et atteindre des températures plus élevées, ce qui doit assurer une meilleure récupération de la perte de sensibilité du détecteur. Le réchauffement inopiné à +45°C obtenu lors de la perte de SOHO a montré un taux de récupération bien supérieur à ce qui est obtenu en chauffant à +15°C. En élevant la température à +45°C et en assurant un dégazage prolongé sur une durée de 2 mois, la réponse s'est améliorée 4 fois mieux que lors du dernier réchauffage à +15°C programmé pendant 3,5 jours en juin 1998. L'équipement thermique du détecteur devrait permettre d'atteindre la température maximale de +60°C définie par le constructeur. Cette solution nécessite néanmoins l'attribution d'un surcroît de puissance à bord qui devait être négocié en début de programme.

Ces deux modifications doivent être combinées pour apporter une amélioration effective aux performances en orbite.

Les mécanismes

La fiabilité de l'électronique de commande des mécanismes internes n'est pas exemplaire. La panne d'obturateur en juillet 96, les échauffements et les pertes de contrôle occasionnelles du masque sélecteur sont autant d'éléments qui indiquent que des améliorations sont nécessaires. Le risque d'un incident sur un des mécanismes internes est réel, il impose actuellement des limitations dans les séquences de prises de vue comme l'utilisation du masque sélecteur uniquement lors du pilotage en temps réel.

Il serait intéressant d'améliorer la précision de repositionnement du mécanisme de roue à filtre, ce qui produira un motif de modulation de grille plus stable après chaque changement de position, donc une meilleure correction. On obtiendra ainsi un étalement moindre du motif d'ombrage construit à partir de moyennes d'image et l'assurance d'une meilleure correction sur les images individuelles. Un autre type de moteur pas-à-pas permettrait simplement d'améliorer cette précision. Il faudra également ajuster l'électronique de commande en conséquence.

L'électronique de vol

Le temps de traitement complet d'une image à bord de SOHO peut atteindre 12 minutes lorsque la compression logicielle est utilisée. Ce délai est pénalisant pour les prises de vue à haute cadence et pour le partage des observations entre les instruments EIT et LASCO. L'électronique de la fusée sonde, mise au point plus tard que celle d'EIT/LASCO à bord de SOHO, a été conçue pour améliorer ce délai, en évitant la compression mais en bénéficiant d'un débit de télémetrie accru. La disponibilité de composants électroniques plus performants et les avancées dans les techniques de compression d'image doit apporter des améliorations sur la durée du traitement des images en vol, si une nouvelle électronique devait être développée.

D'autre part, retransmettre la puissance dissipée par le contrôle thermique du système optique apporterait des informations très utiles pour confirmer ou corriger le modèle thermique théorique. Aucune donnée de ce type n'est disponible dans la situation actuelle de l'électronique à bord de SOHO.

Les tables de calibration des senseurs thermiques présentent des imprécisions qu'il aurait été aisé d'éviter. La focalisation aurait ainsi été améliorée dès les premières images.

Les lampes de calibration

Un éclairage plus uniforme peut être obtenu en modifiant la configuration du chemin optique entre les lampes et le détecteur. Une solution alternative consiste à utiliser plusieurs lampes à la fois, ce qui n'est pas possible actuellement sur EIT en raison de l'utilisation exclusive des circuits nominaux ou redondants. D'autre part, la répétabilité de l'illumination de ces lampes n'a pas été caractérisée. Pour exploiter la réponse du détecteur à ces lampes, il est nécessaire d'avoir des durées d'exposition bien définies, avec ce montage qui n'utilise pas l'obturateur.

Le champ de vue

Le pointage du satellite s'est avéré meilleur que ce que prévoyaient les spécifications initiales. Le champ de vue pourrait être réduit pour permettre une amélioration de la résolution pour une même taille de pixel. En limitant le champ à un carré de 40 x 40 arcmin avec une focale de 1,856 m, on obtient un champ de vue effectif de 2,3 arcsec par pixel à la place des 2,6 arcsec actuels. Notons que cette réduction du champ peut avoir des impacts sur les objectifs scientifiques de la mission.

Nouveaux choix de base

Au niveau des détecteurs, les technologies ont évolué depuis la mise au point du CCD qui équipe la caméra d'EIT.

- Il devient envisageable d'appliquer un dépôt d'aluminium sur les CCD, ce qui permettrait d'éviter le filtre focal et l'ombrage produit par son support. Le risque de défauts dans ces dépôts existe toujours et l'exposition au rayonnement EUV n'est pas caractérisée. Par ailleurs, il reste nécessaire d'utiliser des filtres à l'entrée de l'instrument pour éviter l'échauffement excessif des optiques et autres éléments internes avec l'irradiance solaire de 1370 W/m². L'utilisation d'un filtre focal serait évitée, ainsi que les phénomènes d'ombrage associés à sa grille-support. Une couche isolante de MgF₂ doit être appliquée entre le détecteur et la couche d'aluminium, ce qui induit une perte de 75 % de flux EUV. L'utilisation de ces techniques doit être analysée en profondeur pour vérifier leur application à ce type d'instrument. La perte de 75 % de signal correspond approximativement à l'ajout du filtre $P=2$ dans le faisceau optique, ce qui est la situation effective en orbite sur EIT depuis février 98. Une telle configuration ne permettrait donc pas d'obtenir un rendement équivalent à celui d'EIT en début de mission, lorsque aucun filtre n'était utilisé dans la roue. D'autre part, les effets du rayonnement EUV sur un

Conclusions

empilement d' Al_2O_3 , Al, MgF_2 déposé sur le CCD doivent être préalablement caractérisés. Bien que séduisante, cette solution n'est donc pas nécessairement avantageuse. Si les tests peuvent démontrer un vieillissement du détecteur aux expositions prolongées aux EUV mieux contrôlé et moins important, cette option devient intéressante. Autre inconvénient avec ce dépôt d'aluminium, il n'est plus possible de tester le CCD en lumière visible, ce qui empêche l'utilisation de lampes de calibration en orbite et complique les vérifications d'alignement lors des contrôles au sol.

- D'autre part, les techniques d'implants ioniques dans les CCD amincis ont également évolué, elles offrent des perspectives intéressantes tant au point de vue des performances que du vieillissement au rayonnement EUV. Ces améliorations visent à réduire les effets de couche morte au niveau de la surface éclairée du CCD.
- Des détecteurs CCD amincis et éclairés par l'arrière, de la même taille que celui d'EIT, mais équipés de 2048 x 2048 pixels deviennent disponibles. Cette solution permet d'envisager un champ de vue effectif carré de 1,3 seconde d'arc par pixel, pour un champ de vue global inchangé (45 x 45 arcmin). Les aberrations du système optique complet deviennent alors l'élément-clé qui limite la résolution effective de l'instrument. Si l'erreur de front d'onde finale reste du même ordre de grandeur que celle obtenue après alignement d'EIT, les 80 % d'énergie de la PSF sont étalés dans un disque qui peut dépasser la surface du pixel (table (4.9)) et atteindre un diamètre de 18 μm , dans le quadrant $Q=17,1$ nm. S'il n'est pas possible d'améliorer la qualité des surfaces optiques, il faut optimiser l'alignement opto-mécanique des miroirs et prévoir d'autres moyens de réglage et de contrôle. Dans cette optique, les itérations effectuées lors de l'alignement pour fixer le miroir secondaire au moyen de cales mécaniques pourraient être supprimées en remplaçant ces cales par des vis micrométriques équipées d'un mécanisme de blocage qui est utilisé une fois l'alignement optimisé, et qui restent à demeure.

Si les observations à 28,4 et 30,4 nm devaient prendre plus d'importance dans les buts scientifiques de l'instrument, augmenter les aires effectives de ces quadrants permettrait de réduire les temps de pose des observations dans ces quadrants. Ce changement peut être obtenu en augmentant la taille de ces deux sous-pupilles, aux dépens des 2 autres qui présentent une aire effective bien supérieure. Ces modifications permettraient de mieux figer les éruptions de plasma à grande vitesse à 30,4 nm et de réduire les temps d'observation très longs à 28,4 nm. Cette modification en requiert une autre au niveau du masque sélecteur qui doit changer d'ouverture en fonction des quadrants. Une solution consisterait à dédoubler le mécanisme pour ajuster la taille des quadrants au moyen de 2 demi-disques qui seraient pilotés de façon indépendante (fig. 7.1). Les nouvelles dimensions des sous-pupilles peuvent être déduites du signal observé (DN/s) reporté en table (5.2), en fonction des nouveaux objectifs scientifiques de l'instrument. Ce double mécanisme pourrait également jouer le rôle d'obturateur en permettant le masquage complet en agrandissant les demi-disques.

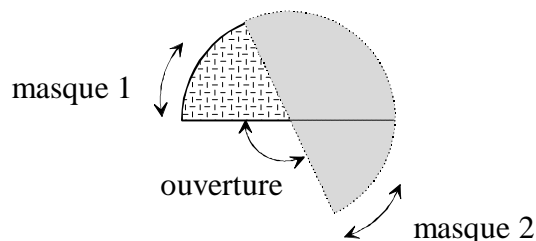


Figure 7.1: Double masque sélecteur/obturateur

Chapitre 7

La lampe de calibration nous a apporté beaucoup d'informations importantes sur l'état du détecteur. En ajoutant un filtre vert, les photons de la lampe de calibration présentent une profondeur de pénétration similaire aux photons EUV entre 450 et 500 nm, en raison des propriétés du Si (fig. 2.10). Des développements dans cette voie permettraient d'obtenir une calibration plus représentative des effets rencontrés dans l'EUV, ce qui compenserait partiellement l'impossibilité de monter une vraie source d'étalonnage EUV. Cette solution doit également prendre en compte l'amélioration de l'uniformité de l'éclairage et la caractérisation de la répétabilité des expositions.

Un "flat field" EUV en vol peut être obtenu en formant une image diffuse du soleil EUV sur l'ensemble du CCD en insérant un élément diffuseur dans la roue à filtres. L'instrument pourrait ainsi produire des "flat fields" dans chaque quadrant. Réaliser un élément diffuseur dans le domaine EUV n'est pas aisé, une solution alternative consisterait à utiliser des déflecteurs au moyen de petits miroirs plans agencés comme un store pour étaler l'image solaire. L'ensemble prendrait place dans un des logements de la roue à filtre. Une solution alternative consiste à faire des observations en dépointant l'instrument, et en appliquant une rotation au moyen des systèmes de contrôle d'attitude du satellite afin de lisser l'image résultante prise par EIT. Les conséquences d'une telle manœuvre sur les autres instruments sont très probablement inacceptables, mais cette solution pourrait être applicable lorsque le télescope EUV est l'instrument principal de la plateforme.

Le mécanisme de roue à filtres actuellement monté sur EIT permet d'insérer dans le faisceau optique des filtres qui comportent un masque opaque couvrant les 2/3 du champ. Ils sont destinés à obtenir des observations sans activer l'obturateur qui est alors maintenu en position ouverte. Ce mode est utilisé pour fournir des séquences à haute cadence temporelle mais il pourrait aussi assurer un fonctionnement de l'instrument en cas de défaillance de l'obturateur (en position ouverte). L'expérience nous a montré qu'en laissant l'obturateur ouvert pour une durée prolongée, l'exposition continue du détecteur au rayonnement solaire EUV serait catastrophique, comme en témoignent les effets l'incident de juillet 96 évalués en annexe 3. Il apparaît clairement que pour bénéficier de cette possibilité de redondance, un filtre complètement bloquant doit être ajouté dans la roue. Dans la situation actuelle à bord de SOHO, si une telle éventualité se présentait, il deviendrait nécessaire de refermer la porte à de multiples reprises pour empêcher l'illumination continue d'une partie du détecteur.

Pour prendre en compte ces deux dernières modifications, la roue à filtres comporterait alors 7 positions à la place des 5 actuelles, ce qui augmenterait sensiblement son encombrement. Si les contraintes d'enveloppe ne permettent pas d'accommoder d'un mécanisme plus encombrant, le filtre bloquant pourrait être remplacé par la possibilité d'arrêter la roue à filtre entre 2 positions, de manière à masquer l'entièreté du champ.

Le vignettage d'EIT n'a jamais été mesuré en laboratoire. Les corrections sont basées sur des calculs théoriques. Un test assez simple, dans le visible, permettrait de vérifier le bon alignement du bafflage optique. Aucun diagnostic à ce sujet n'a pu être dressé sur l'instrument EIT à la fois au sol et en orbite.

Conclusions

Enfin, l'étalonnage des différents éléments dans l'EUV s'avère très délicat. Lors de la préparation au sol, il paraît nécessaire de mieux caractériser l'incertitude des mesures obtenues, pour permettre de dresser un bilan plus complet au niveau système.

Dans le cas d'un observatoire comme SOHO, il serait bénéfique de préparer dès l'étape de la conception des expériences, des modes d'étalonnage relatifs entre instruments, qui seraient utilisés une fois en orbite. Accommoder de tels recouvrements entre les instruments a certainement un impact sur leurs objectifs scientifiques. Ce type d'exercice avec EIT est en cours d'étude, en comparant la réponse de l'instrument CDS, également à bord de SOHO.

7.3 Conclusions générales

Nous avons étudié un instrument scientifique spatial depuis sa conception de base, jusqu'à ses résultats après 3 années d'opérations en orbite. La mission EIT est avant tout une réussite : EIT est devenu l'instrument de référence à bord de SOHO, grâce à la qualité de ses images, à ses observations synoptiques qui fournissent des vues complètes du disque solaire EUV, et au choix judicieux des raies d'observation qui mettent en évidence différents aspects de l'activité solaire.

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié en profondeur les caractéristiques de la réponse instrumentale du télescope EIT. Nous avons mis en lumière les particularités nécessaires à l'élaboration d'un instrument spatial destiné à des observations dans la gamme de longueurs d'onde de l'EUV. Les contraintes liées au développement d'un projet spatial ont été exposées, nous avons défini les différentes étapes indispensables à la mise au point d'un tel type d'instrument. Les différents choix lors de la conception sont discutés et justifiés, en vue d'être soumis à une revue critique en fin de travail, sur base des résultats réels de l'instrument en orbite.

Nous avons établi une méthodologie pour construire un modèle de réponse de l'instrument. Nous avons analysé tous les sous-systèmes de l'instrument qui interviennent dans la réponse globale. Un modèle de réponse a été défini sur base d'études théoriques complétées par les mesures effectuées en laboratoire. Les aspects technologiques des optiques, des filtres et du détecteur ont été abordés et exploités pour être introduits dans l'évaluation de la performance globale du système. Les différentes approches théoriques développées dans ce travail nous ont permis de mieux comprendre l'influence des différents paramètres sur la réponse du système complet. Mais surtout, l'étude réalisée permet d'étendre le domaine d'application des fonctions de réponse pour lesquelles l'approche expérimentale n'a couvert que certains points de fonctionnement. Ainsi, par exemple nous sommes en mesure d'évaluer l'impact d'un contrôle thermique déficient sur les performances de l'instrument. Ce travail démontre l'importance de l'analyse au niveau système dans toutes les étapes de la vie d'un instrument spatial.

Nous avons terminé cette première phase en ayant établi la réponse instrumentale de référence, qui définit l'instrument avant sa mise en orbite. Ce modèle est destiné à fournir un outil [7.2] pour les astrophysiciens qui exploitent les données scientifiques d'EIT retransmises par SOHO.

Une fois l'instrument opérationnel en orbite, nous avons identifié les paramètres indéterminés des fonctions de réponse. Ensuite, nous avons mis en évidence des écarts de la réponse effective par rapport au modèle de référence. Malgré l'absence d'une source de référence, nous avons détecté l'apparition rapide de changements dans la réponse. Nous avons démontré la présence de différents types de dégradation qui affectent des régions particulières du détecteur. L'accumulation d'un condensat sur le détecteur a été établie, expliquant ainsi une partie de la baisse de la réponse par un effet d'absorption. D'autre part, nous avons démontré que l'exposition répétée de certaines régions à une irradiance EUV importante provoque une baisse locale de l'efficacité de collection de charges dans le détecteur. Avec notre étude de la dégradation qui produit un motif de grille sombre dans les images (annexe 4), nous avons démontré que ce sont les observations cumulées dans le quadrant $Q=30,4$ nm qui provoquent la dégradation plus importante parmi les 4 canaux EUV. Cette conclusion a donc un impact sur la gestion opérationnelle de l'instrument, en imposant des restrictions sur la durée des observations quotidiennes à 30,4 nm.

Conclusions

Nous avons montré que ces variations dans la réponse EUV sont propres à chaque quadrant, ce qui ajoute un degré de complexité pour établir une correction.

Les réchauffages du détecteur permettent de restaurer partiellement la réponse globale et les dégradations locales. Nous avons établi des méthodes permettant de quantifier le taux de restauration. Avec ce résultat, nous avons pu établir des séquences spécifiques de calibration, qui sont planifiées systématiquement avant et après chaque réchauffage.

L'expérience EIT-Calroc nous a fourni une opportunité unique pour améliorer notre connaissance de la réponse réelle de l'instrument à bord de SOHO. Les aspects conceptuels d'une mission en fusée sonde sont discutés. Nous avons exploité les résultats du vol en fusée sonde pour caractériser la dégradation de la réponse d'EIT-SOHO et pour améliorer les corrections de ses images. Des mesures complémentaires s'avèrent nécessaires pour approfondir la caractérisation du dommage en dehors du disque solaire et lever certaines ambiguïtés d'étalonnage.

Nous pouvons conclure que l'instrument EIT remplit bien sa mission principale à bord de SOHO. En dépit des modifications permanentes de sa réponse, l'instrument fonctionne nominalement et les scientifiques ont accès à toutes ses fonctionnalités. Au niveau de ses performances, c'est la capacité de mesure radiométrique qui est affectée par les variations de réponse, où des incertitudes affectent les réponses des différents pixels. La fonction d'imagerie est parfaitement remplie et correspond à la spécification de base.

Enfin, l'opportunité qui nous a été offerte d'assurer un suivi des performances de l'instrument en orbite est une expérience très positive qui nous a permis

- d'une part de mettre à jour certaines fonctions du modèle de réponse instrumentale ;
- d'autre part, de définir certaines restrictions d'utilisation destinées à réduire les dégradations rencontrées lors des observations à $Q=30,4$ nm ;
- finalement de tirer des conclusions objectives sur les choix qui ont été effectués lors de la conception de l'instrument.

7.4 Références

- [7.1] W. Thompson, "UV detectors aboard SOHO", SPIE **3764**, à paraître, 1999
- [7.2] K. Dere, J. Moses, J.P. Delaboudinière, J. Brunaud, C. Carabetian, J.F. Hochedez, X.Y. Song, R. Catura, F. Clette, J.M. Defise, " The pre-flight photometric calibration of the extreme-ultraviolet imaging telescope EIT", Solar Physics, à paraître, 1999.

ANNEXE 1

A1.1 Calcul des pouvoirs réflecteur et transmetteur de couches multiples

Nous décrivons ici une méthode permettant le calcul des pouvoirs réflecteurs et transmetteurs des éléments qui interviennent dans le chemin optique de l'instrument. Il s'agit d'une généralisation du calcul des propriétés optiques des matériaux stratifiés. L'étude de cette technique de calcul s'inscrit dans la démarche de la recherche d'une modélisation théorique des performances de l'instrument.

Tous les éléments spectraux présents dans l'instrument sont constitués d'empilements de couches minces de différents matériaux déposés ou non sur un substrat :

- les multicouches des miroirs font appel à des alternances de films de deux matériaux distincts ;
- les filtres aluminium sont constitués de minces films métalliques déposés sur une couche de Celluloïd et comportent des couches d'oxyde ;
- le détecteur est couvert d'une fine couche de silice sur un substrat en silicium.

Un éventuel dépôt de contaminant peut être également considéré comme une fine couche sur un substrat. L'impact d'une telle couche sur la perte de flux pourra aussi être évalué par cette méthode.

Le principe du calcul consiste à évaluer les champs électrique et magnétique aux interfaces des couches successives, à partir de la théorie des ondes électromagnétiques de Maxwell, pour arriver à calculer les intensités transmises et réfléchies.

Nous nous plaçons dans le cas général d'une onde plane à incidence quelconque qui se propage dans un milieu stratifié. Cette onde électromagnétique plane peut être représentée par la combinaison de 2 ondes : une onde transverse magnétique (TM) dont le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence, et une onde transverse électrique (TE), pour laquelle le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence. Nous décrivons ci-dessous le calcul de la propagation de l'onde TM dans le milieu stratifié. Les composantes non nulles des champs électrique (E) et magnétique (H) de l'onde TM en présence d'une interface sont représentées en figure a1.1, où $z=0$ est le plan d'interface et $y=0$ le plan d'incidence.

Les résultats obtenus dans le cas TM seront directement applicables pour l'onde TE, pour laquelle il suffira de remplacer H par E , m par $-e$ et e par $-m$

Examinons le cas d'un simple film d'indice de réfraction \tilde{n}_1 d'épaisseur z_1 compris entre 2 milieux d'indices \tilde{n}_0 et \tilde{n}_2 , comme présenté en figure a1.2.

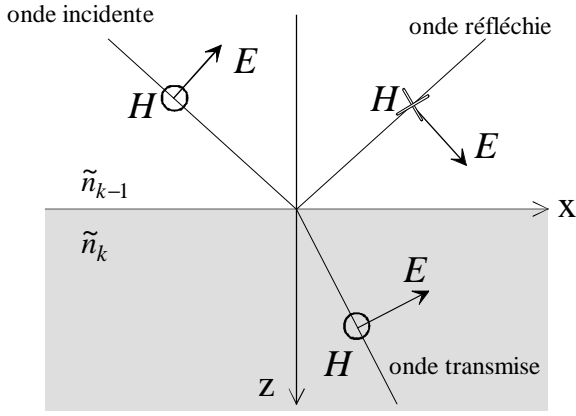


Figure a1.1: Ondes TM en présence d'une interface

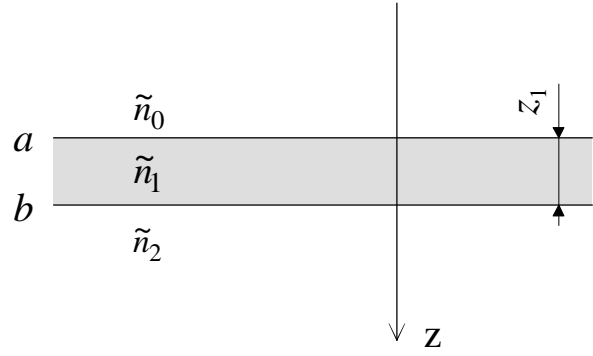


Figure a1.2: Un simple film d'épaisseur z_1 compris entre 2 milieux, séparé par les interfaces a et b

Le développement [a1.1] des équations de Maxwell pour une onde polarisée transverse nous permet d'écrire la relation (a1.1) qui relie les composantes tangentes au plan d'incidence des champs électrique et magnétique aux deux interfaces a et b (fig. a1.2, [a1.1]):

$$\begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \mathbf{d} & \frac{i}{p_1} \sin \mathbf{d} \\ i p_1 \sin \mathbf{d} & \cos \mathbf{d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} = \underline{\underline{M_1}} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} \quad (\text{a1.1})$$

avec $\mathbf{d} = \frac{2p}{I} \tilde{n}_1 z_1 \cos \mathbf{q}_1$ et $p_1 = \sqrt{\frac{\mathbf{e}_1}{\mathbf{m}_1} \cos \mathbf{q}_1}$ dans le cas d'une onde TE, ou $p_1 = \sqrt{\frac{\mathbf{e}_1}{\mathbf{m}_1} \frac{1}{\cos \mathbf{q}_1}}$ pour une onde TM ; \mathbf{q}_1 la direction de propagation de l'onde dans le film 1, \mathbf{m}_1 et \mathbf{e}_1 étant respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique relatives au film 1.

Remarquons que dans le cas général des milieux absorbants, les éléments de la matrice caractéristique $\underline{\underline{M_1}}$ de l'équation (a1.1) sont complexes. Lorsque le milieu n'est pas absorbant, ces éléments sont soit réels soit imaginaires purs.

Les composantes tangentielles E et H dans un milieu k sont reliées par la relation (a1.2).

$$E_k = p_k H_k \quad (\text{a1.2})$$

Ce qui nous permet de réécrire (a1.3) de la façon suivante :

$$E_a \begin{bmatrix} 1 \\ p_0 \end{bmatrix} = \underline{\underline{M_1}} \begin{bmatrix} 1 \\ p_2 \end{bmatrix} E_b \quad (\text{a1.3})$$

ou encore,

$$E_a \begin{bmatrix} 1 \\ p_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} E_b \quad (\text{a1.4})$$

Calcul des pouvoirs réflecteur et transmetteur de couches multiples

Les coefficients de réflexion et de transmission du film d'épaisseur z_1 peuvent être calculés en évaluant l'intensité I_b au niveau de l'interface b par rapport à l'intensité I_a à l'interface a :

$$I_k = \frac{1}{2} \text{Re}(E_k H_k^*) \quad k = a, b \quad (\text{a1.5})$$

A condition d'avoir un milieu incident non absorbant (\tilde{n}_0 réel), on peut développer [a1.1] l'équation (a1.15) et identifier les coefficients R , T et A définis par les équations (a1.6) à (a1.8).

$$I_{\text{incident}} = (1 - R)I_a \quad (\text{a1.6})$$

$$T = \frac{I_b}{I_{\text{incident}}} \quad (\text{a1.7})$$

$$1 = R + T + A \quad (\text{a1.8})$$

Ce qui donne :

$$R = \left(\frac{p_0 B - C}{p_0 B + C} \right) \left(\frac{p_0 B - C}{p_0 B + C} \right)^* \quad (\text{a1.9})$$

$$T = \frac{4p_0 \text{Re}(p_m)}{(p_0 B + C)(p_0 B + C)^*} \quad (\text{a1.10})$$

$$A = \frac{4p_0 \text{Re}(BC^* - p_m)}{(p_0 B + C)(p_0 B + C)^*} \quad (\text{a1.11})$$

Ce résultat n'est valable que si le milieu incident n'est pas absorbant. En présence d'un milieu incident absorbant, il n'est plus possible de traiter l'intensité à l'interface en 3 ondes superposées, une onde incidente, une transmise, et une réfléchie. Les développements restent valables jusqu'à l'équation (a1.5), où seules les amplitudes interviennent. Au-delà, il n'est plus possible d'identifier 3 composantes distinctes en intensité, à cause d'un couplage entre les champs réfléchis et incidents qui n'apparaît que dans les milieux absorbants. Une discussion plus détaillée est présentée dans les ouvrages de références [a1.1] et [a1.2].

Annexe 1

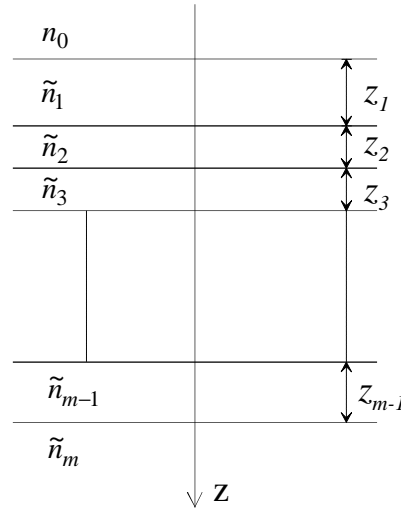


Figure a1.3: Multicouche de $(m-1)$ films déposés sur un substrat d'indice \tilde{n}_m

Analysons le cas plus général d'un empilement de $(m-1)$ couches $1,2,3,\dots$ sur un substrat m , dans un milieu incident 0 non absorbant, comme suggéré en figure a1.3. Les relations du type (a1.1) qui décrivent le champ électromagnétique de part et d'autre de chaque couche s'appliquent successivement pour donner la relation (a1.12), qui relie le champ électromagnétique sur la surface extérieure au champ sur la dernière interface en contact avec le substrat.

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \mathbf{d}_1 & \frac{i}{p_1} \sin \mathbf{d}_1 \\ i p_1 \sin \mathbf{d}_1 & \cos \mathbf{d}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \mathbf{d}_2 & \frac{i}{p_2} \sin \mathbf{d}_2 \\ i p_2 \sin \mathbf{d}_2 & \cos \mathbf{d}_2 \end{bmatrix} \dots \begin{bmatrix} \cos \mathbf{d}_{m-1} & \frac{i}{p_{m-1}} \sin \mathbf{d}_{m-1} \\ i p_{m-1} \sin \mathbf{d}_{m-1} & \cos \mathbf{d}_{m-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_m \\ H_m \end{bmatrix} \quad (\text{a1.12})$$

avec $\mathbf{d}_k = \frac{2p}{I} \tilde{n}_k z_k \cos \mathbf{q}_k$ et $p_k = \sqrt{\frac{\mathbf{m}_k}{\mathbf{e}_k}} \cos \mathbf{q}_k$ pour une onde TE.

Ce qui peut s'écrire :

$$E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ p_0 \end{bmatrix} = \prod_{k=1, (m-1)} \begin{bmatrix} \cos \mathbf{d}_k & \frac{i}{p_k} \sin \mathbf{d}_k \\ i p_k \sin \mathbf{d}_k & \cos \mathbf{d}_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ p_m \end{bmatrix} E_m \quad (\text{a1.13})$$

Dans le cas de milieux non absorbants, les angles \mathbf{q}_k représentent la direction de propagation de l'onde électromagnétique dans le film k . Dans notre cas, où les milieux sont absorbants, ces angles deviennent des nombres complexes et s'obtiennent par la relation de Snell généralisée pour les indices complexes.

La loi de Snell est la loi de la réfraction, qui pour une interface entre 2 milieux $k-1$ et k s'exprime sous la forme de la relation (a1.14).

$$n_{k-1} \sin \mathbf{q}_{k-1} = n_k \sin \mathbf{q}_k \quad (\text{a1.14})$$

Calcul des pouvoirs réflecteur et transmetteur de couches multiples

En présence de matériaux absorbants, cette loi peut se généraliser [a1.3] avec les indices de réfraction complexes \tilde{n}_j et des angles complexes \mathbf{q}_j :

$$\tilde{n}_k = n_k + i\mathbf{b}_k \quad (\text{a1.15})$$

$$\tilde{n}_{k-1} \sin \mathbf{q}_{k-1} = \tilde{n}_k \sin \mathbf{q}_k \quad (\text{a1.16})$$

Les coefficients de réflexion, de transmission et d'absorption s'obtiennent par les relations (a1.9) à (a1.11), en prenant soin de remplacer l'indice 2 du substrat par l'indice m , et les éléments B et C selon (a1.17) :

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \prod_{k=1, (m-1)} M_k \begin{bmatrix} 1 \\ p_m \end{bmatrix} \quad (\text{a1.17})$$

Cette méthode matricielle permet donc le calcul des propriétés d'un empilement de films homogènes. Dans le cas de l'incidence normale, la décomposition en 2 ondes polarisées TM et TE n'est plus nécessaire. Ce calcul s'effectue alors pour une valeur de $\mathbf{q}_0 = \mathbf{q}_k = 0$. Dans le cas général d'une incidence quelconque, il est nécessaire d'appliquer ces relations une première fois pour calculer les coefficients R , T et A de l'onde TE, et une seconde fois pour l'onde TM. Selon le type de polarisation, on utilisera des expressions différentes pour les coefficients p_k .

En pratique, les matériaux en jeu sont non magnétiques dans les fréquences optiques, ce qui correspond à $\mathbf{m} = 1$. Ceci permet de faire apparaître l'indice de réfraction complexe $\tilde{n} = \sqrt{\hat{\mathbf{e}}}$, $\hat{\mathbf{e}}$ étant la permittivité diélectrique du matériau, complexe en présence d'absorption [a1.3]. Les coefficients p_k deviennent (onde TE).

$$p_k = \tilde{n}_k \cos \mathbf{q}_k \quad (\text{a1.18})$$

Dans le cas de l'onde TM, il convient de remplacer (a1.18) par $p_k = \tilde{n}_k \frac{1}{\cos \mathbf{q}_k}$

Dans le cas pratique de l'instrument EIT, les angles incidences restent fort proches de la normale, avec un champ maximum de 32 arcmin (qui est la demi-diagonale du champ de vue). De ce fait, les résultats pour l'onde TE ou TM restent très similaires, ce qui peut permettre un calcul simplifié au vu de l'imprécision qui affecte notre connaissance des indices complexes dans le domaine EUV.

A1.2 Références

- [a1.1] H.A. Macleod, "Thin-Film Optical Filters", 2nd edition, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1986.
- [a1.2] A. Vasicek, "Optics of thin films", North Holland Publishing Company, 1960.
- [a1.3] M. Born, E. Wolf, "Principles of Optics", 6th edition, Pergamon Press, 1991.

ANNEXE 2

A2.1 Calcul de la modulation des grilles-supports des filtres

Nous avons montré dans le chapitre 4 que la modulation des grilles-supports des filtres localisés à proximité du détecteur s'explique par un phénomène d'ombrage. Nous proposons ici d'améliorer l'étude en calculant les effets d'ombrages en évaluant la forme réelle du faisceau optique au niveau de la grille, qui est affecté par la diffraction et les aberrations du système optique.

Nous allons étudier la propagation d'une onde plane dans l'instrument. L'onde plane initiale est définie géométriquement par la fonction pupille du quadrant étudié $P(x_0, y_0, Q)$, détaillée en section 4.4. Dans un premier temps, nous négligeons les spécificités du système optique, et assimilons le télescope à une simple lentille convergente, qui induit l'erreur de front d'onde définie par $W(x_0, y_0, Q)$. L'onde plane est transformée par le système en une onde quadratique, qui converge vers un foyer situé à une distance f . L'amplitude complexe de l'onde plane à la sortie du système optique simplifié est décrite [a2.1] par l'expression (a2.1), où (x_0, y_0) sont les coordonnées spatiales dans le plan perpendiculaire à l'axe optique et $k = \frac{2P}{I}$, avec I la longueur d'onde centrale du quadrant Q considéré.

$$U_0(x_0, y_0, Q) = P(x_0, y_0, Q) e^{-ik \frac{x_0^2 + y_0^2}{2f}} e^{jW(x_0, y_0, Q)} \quad (\text{a2.1})$$

Afin d'étudier l'impact de la grille sur l'onde convergente, il est donc nécessaire de calculer le front d'onde après propagation jusqu'au plan du filtre focal, soit 14,5 mm avant le plan focal. Les équations de propagation de Fresnel [a2.1] [a2.2] s'appliquent dans ce cas, le front d'onde après une propagation sur une distance axiale z_0 s'exprime alors selon l'équation (a2.2).

$$U(u, v, Q) = \frac{e^{iIz}}{iIz} e^{i \frac{P}{Iz} [x_1^2 + y_1^2]} \iint_{x_0, y_0} U_0(x_0, y_0, Q) e^{i \frac{P}{Iz} [x_0^2 + y_0^2]} e^{-i \frac{2P}{Iz} [x_0 u + y_0 v]} dx_0 dy_0 \quad (\text{a2.2})$$

Cette expression est équivalente à (a2.3), où apparaît une transformée de Fourier F avec un changement d'échelle particulier.

$$U(u, v, Q) = \frac{e^{iIz}}{iIz} e^{i \frac{P}{Iz} [x_1^2 + y_1^2]} F \left(U_0(x_0, y_0, Q) e^{i \frac{P}{Iz} [x_0^2 + y_0^2]} \right)_{f_x = \frac{u}{Iz}, f_y = \frac{v}{Iz}} \quad (\text{a2.3})$$

Cette expression décrit l'onde quadratique dans un plan normal à l'axe optique, à une distance z_0 du plan focal. Elle prend en compte les effets de diffraction que le faisceau subit par la forme de sa pupille et les aberrations définies par $W(x_0, y_0, Q)$. On peut retrouver la PSF en intensité en calculant $|U|^2$ pour $z_0 = f$. Notons également que cette expression permet d'évaluer la dégradation de la PSF en cas de défocalisation du détecteur, en prenant une autre valeur de z_0 .

Pour $z_0 = f-d$, l'équation (a2.3) permet d'obtenir le front d'onde dans le plan de la grille. Nous l'avons évalué pour chaque quadrant. Les résultats des 4 calculs sont superposés en figure a2.1, qui représente l'amplitude du front d'onde dans le plan de la grille. On notera l'étalement et les non-uniformités provoqués par la prise en compte de l'erreur de front d'onde et les effets minimes de la diffraction.

Si nous utilisons une de ces cartes d'amplitude à la place de l'étendue géométrique de la pupille pour définir la fonction $U(u,v)$ de l'équation (4.24), nous allons pouvoir évaluer plus précisément la modulation en intensité I_{G2} de la grille au moyen de l'équation (a2.4).

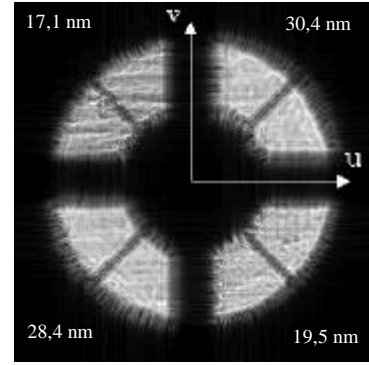


Figure a2.1: Superposition des 4 fonctions $U(u,v,Q)$ dans le plan du filtre pour les 4 longueurs d'onde et pupilles d'entrée (4 calculs séparés)

$$I_{G2}(x, y, Q) = \iint_{u,v} |U(u-x, v-y, Q)|^2 G(u, v) dudv \quad (a2.4)$$

Cette approche ne tient pas en compte réellement de l'étalement dû à la PSF formée dans le plan focal. Formellement, l'image de l'onde plane perturbée par la grille dans le plan focal pourrait s'obtenir en appliquant à nouveau les lois de propagation du plan de la grille vers le plan focal. Nous n'aborderons pas ce calcul pour deux raisons :

- la proximité du plan focal et du plan du filtre est telle que les hypothèses de Fresnel ne s'appliquent plus, ce qui nous contraint à utiliser le formalisme plus complexe des équations de propagation de Kirchoff-Fresnel ;
- obtenir la réponse d'une onde plane individuelle ne permettra pas de déduire la carte de modulation d'une somme d'ondes planes couvrant tout le champ.

Nous pouvons améliorer simplement la simulation obtenue avec la relation (a2.4) qui fournit directement le résultat de la superposition d'une série infinie d'onde planes couvrant tout le champ. Nous savons que la réponse à une onde plane est la PSF, alors que nous avons supposé implicitement dans (a2.4) que le front d'onde obtenu dans le plan de la grille ne forme qu'un seul point dans le plan focal. Nous pouvons introduire l'effet de l'étalement de la réponse provoqué par les aberrations et l'effet de la réponse du CCD par deux convolutions supplémentaires. La carte modulation en intensité de la grille obtenue avec le détecteur s'obtient alors par le calcul du quadruple produit de convolution (a2.5).

$$I_{G3}(x, y, Q) = |U(x, y, Q)|^2 \otimes G(x, y) \otimes PSF_{\text{télescope}}(x, y, Q) \otimes PSF_{\text{CCD}}(x, y) \quad (a2.5)$$

Le résultat du calcul de la fonction $I_{G3}(x, y, Q)$ pour $Q = 30,4$ nm est illustré en figure (a2.2) où nous avons superposé la courbe de niveau unitaire. Les zones claires correspondent à une modulation en surintensité.

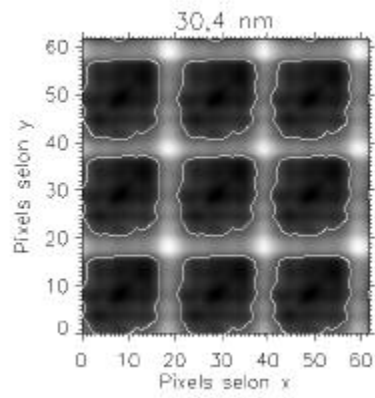


Figure a2.2: Fonction $I_{G3}(x, y, Q)$ pour $Q=30,4$ nm

Les résultats des autres quadrants sont repris dans la section 4.8 et en référence [a2.3].

A2.2 Références

- [a2.1] K. Iizuka, "Engineering Optics", Springer Series in Optical Science, Vol 35, Springer-Verlag, 1985.
- [a2.2] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", Mc Graw-Hill Physical and Quantum Electronics Series, 1968.
- [a2.3] J.M. Defise, F. Clette, F. Auchere, "In-flight characterization and compensation of the optical properties of the EIT instrument", SPIE 3765, à paraître, 1999.

ANNEXE 3

A3.1 La surexposition accidentelle de juillet 96

A3.1.1 Altération locale de la réponse EUV

Le 29 juillet 96, un incident se produit dans l'instrument [a3.1] [a3.2] [a3.3]. Suite à un problème électronique, l'obturateur reste bloqué en position ouverte pendant 7 heures, le masque sélecteur étant en position $Q = 30,4$ nm, la roue à filtres en $P = 1$ (pas de filtre), et l'instrument pointé vers le soleil. Les temps d'exposition nominaux à 30,4 nm sont de l'ordre de 25 s, ce qui indique une surexposition approximative d'un facteur 1.000 !

Les images prises suite à cet incident seront toutes marquées d'un défaut local, qui correspond à l'emplacement d'une région active à 30,4 nm pendant la surexposition. Ce défaut est une baisse locale du signal sur une région de plusieurs milliers de pixels dans la partie gauche du disque (est solaire). Les images à 30,4 nm avant et après l'incident illustrent ce défaut (fig. a3.1).

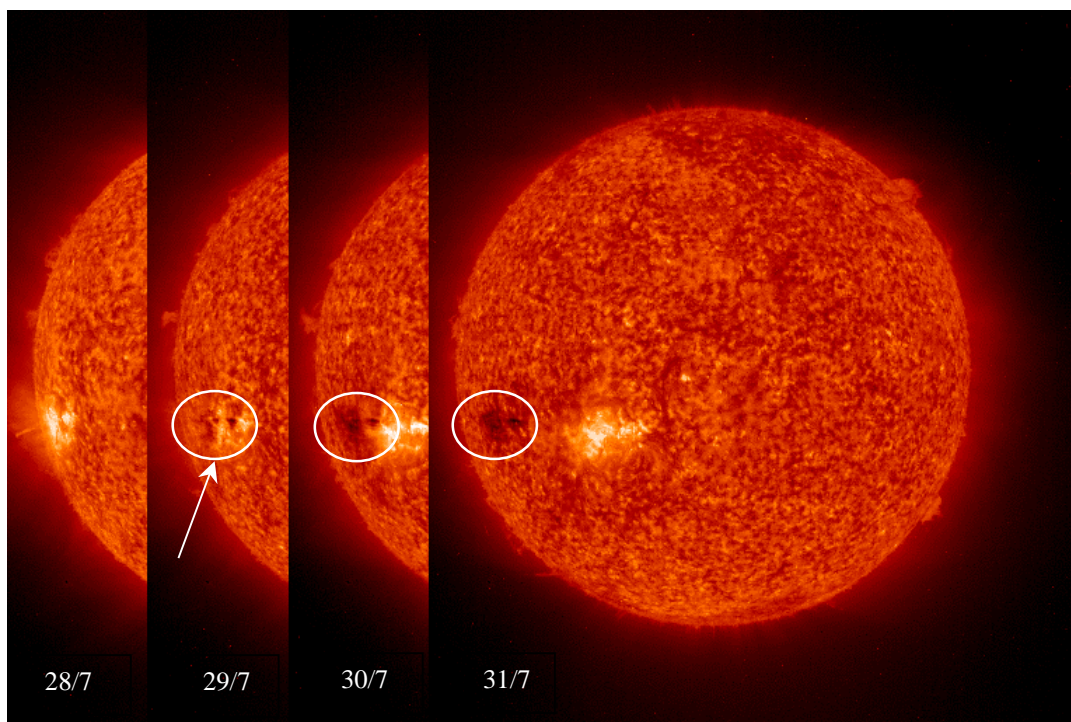


Figure a3.1: Apparition d'une zone dégradée par une surexposition (images à 30,4 nm; du 28 au 31 juillet 96)

Afin d'évaluer la dégradation obtenue dans les différents quadrants, nous avons calculé une image moyenne à partir des observations réalisées 2 jours après l'incident, et ce jusqu'au prochain réchauffage qui a été effectué le 5 août 96. Ceci permet d'avoir un signal moyen sans zone active à proximité. En limitant l'analyse à la zone proche du dégât observé (pixels de coordonnées (i,j) , $i \in [162,256]$ et $j \in [390,465]$), nous avons normalisé la réponse par le signal moyen obtenu dans

Annexe 3

une partie sans dégât apparent ($i \in [270,335]$ et $j \in [360,500]$) et sans région active. La région détériorée ainsi détectée est représentée en figures a3.2 à a3.5, où nous avons reporté en blanc les pixels dont la dégradation est supérieure à 20 %.

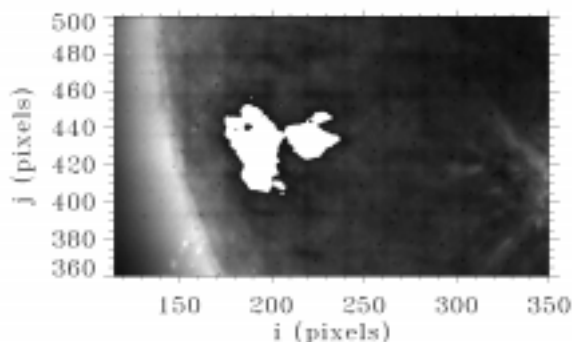


Figure a3.2: Dégradation supérieure à 20 % sur fond de l'image moyenne à 17,1 nm

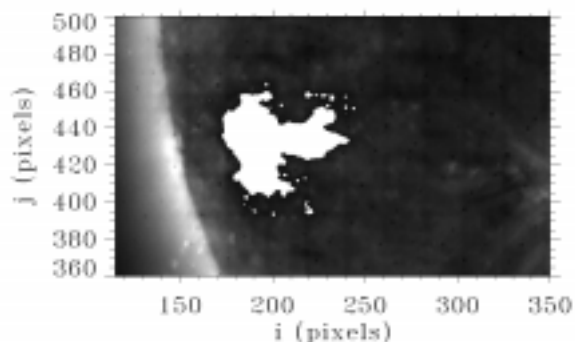


Figure a3.3: Dégradation supérieure à 20 % sur fond de l'image moyenne à 19,5 nm

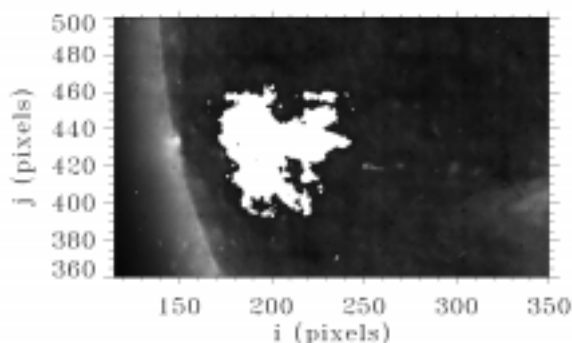


Figure a3.4: Dégradation supérieure à 20 % sur fond de l'image moyenne à 28,4 nm

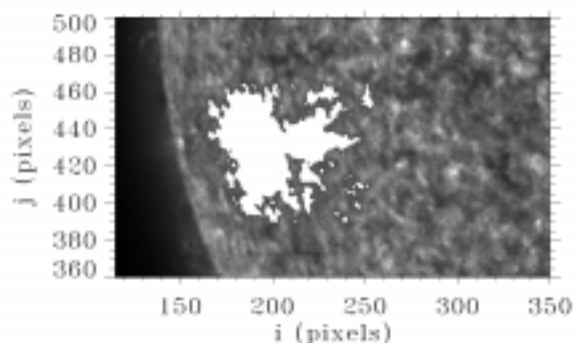


Figure a3.5: Dégradation supérieure à 20 % sur fond de l'image moyenne à 30,4 nm

Le quadrant $Q=30,4$ nm présente la dégradation la plus importante. Nous avons reporté en table (a3.1) les données obtenues sur la perte effective dans cette région. Une dépendance du dommage avec la longueur d'onde apparaît clairement, les plus courtes longueurs d'onde présentant une dégradation moindre.

Table (a3.1): Dégradation locale du signal après la surexposition du 27/07/96

Quadrant Q	17,1 nm	19,5 nm	28,4 nm	30,4 nm
Perte maximale locale	87 %	90 %	91 %	94 %
Nombre de pixels avec perte > 20 %	1412	2024	2682	2916
Perte moyenne dans la zone de perte > 20 %	50 %	51 %	67 %	69 %

Nous avons mené une analyse plus détaillée sur la dépendance du dommage envers la longueur d'onde observée. Dans l'hypothèse d'un phénomène d'absorption suite à l'accumulation préférentielle d'un contaminant dans les zones à fort éclaircissement, la loi (a3.1), où $d(i,j)$ représente l'épaisseur de la couche absorbante sur le pixel (i,j) , nous amène à considérer la comparaison des rapports du type (a3.2), où $Q_n=17,1; 19,5$ et $28,4$ nm. Si l'évaluation de ces rapports indique qu'ils sont constants sur l'ensemble des pixels dont la réponse présente un dommage, cela confirmerait

Annexe 3

un processus de dégradation par absorption ou tout au moins un processus répondant à une loi du type (a3.1).

$$S(i, j, Q) = S_0(i, j, Q) e^{-\frac{4\pi\beta(\lambda)}{\lambda}d(i,j)} \quad (\text{a3.1})$$

$$\frac{\ln(S/S_0) \Big|_{Q_n}}{\ln(S/S_0) \Big|_{Q=30,4nm}} = \frac{30,4}{\lambda_n} \frac{\beta(\lambda_n)}{\beta(30,4)} \quad (\text{a3.2})$$

Nous avons représenté le logarithme du signal normalisé des quadrants $Q = 17,1; 19,5$ et $28,4$ nm en fonction du logarithme du signal normalisé à $30,4$ nm dans l'ensemble des pixels pour lesquels la dégradation à $30,4$ nm excède 20% (2916 points). Représentés en figures a3.6 à a3.8, les nuages de points ainsi obtenus s'alignent visiblement suivant une droite dont la pente pourrait identifier le rapport de l'équation (a3.2).

Il est clair que ces droites ne passent pas précisément par l'origine (0,0), qui correspond à une absence de dégradation relative ($S=S_0$) dans les quadrants comparés. Le décalage observé témoigne du fait que le signal de référence pris dans chaque quadrant peut présenter des dégradations absolues différentes. Les pentes obtenues par régression linéaire au sens des moindres carrés dans les figures a3.6 à a3.8 sont respectivement évaluées à $0,85; 0,89$ et $0,89$.

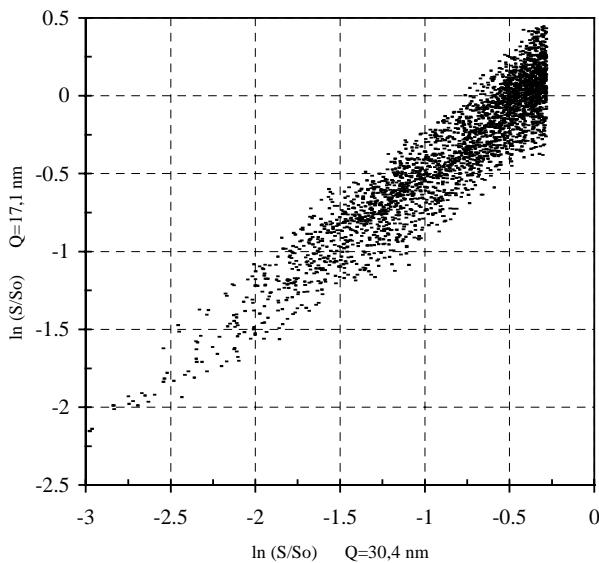


Figure a3.6: Signal normalisé à 17,1 nm fonction du signal à 30,4 nm (échelle logarithmique) dans la zone dégradée

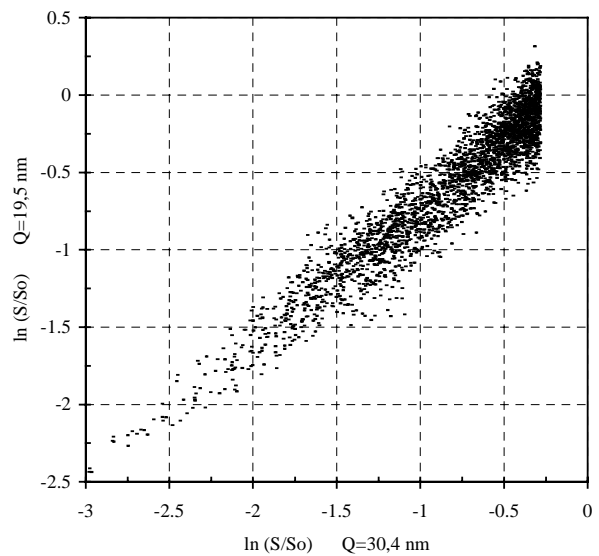


Figure a3.7: Signal normalisé à 19,5 nm fonction du signal à 30,4 nm (échelle logarithmique) dans la zone dégradée

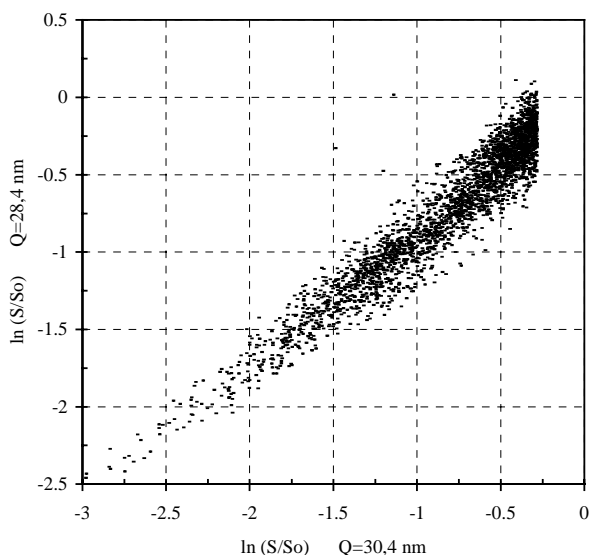


Figure a3.8: Signal normalisé à 28,4 nm fonction du signal à 30,4 nm (échelle logarithmique) dans la zone dégradée

Ces résultats importants nous permettent de confirmer l'adéquation d'un modèle simple reliant la perte de réponse dans les différents quadrants EUV au moyen d'une loi du type (a3.1).

A3.1.2 Altération locale de la réponse dans le domaine visible

La surexposition accidentelle a également provoqué un dommage local dans les images de calibration. Il est possible de mener dans le domaine visible le même type d'analyse que dans l'EUV en utilisant une image de lampe de calibration prise le 2 août 96, soit 4 jours après l'incident.

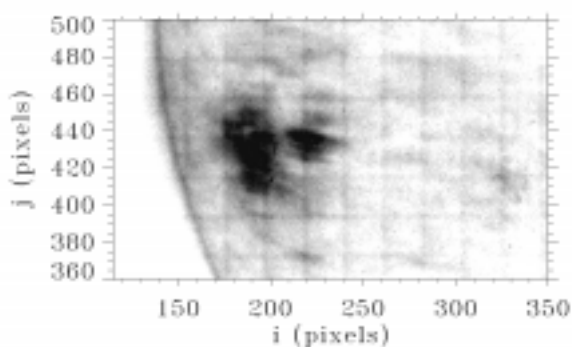


Figure a3.9: Réponse obtenue avec la lampe de calibration dans la région $i \in [115,350]$ et $j \in [360,500]$, par division du signal de référence du 27-mar-96

La sous-image utilisée pour évaluer la réponse normalisée est représentée en figure a3.9, après division par le signal de référence (image de mars 96). La dégradation est nettement moins importante que dans les canaux EUV. Néanmoins, le dommage maximum atteint 17 %, il est localisé au centre de la zone la plus sombre. Notons également la présence d'une grille sombre.

A nouveau, si nous envisageons un phénomène d'absorption, le calcul des rapports des logarithmes du signal EUV par le logarithme du signal dans le visible doit fournir une constante, comme l'indique l'expression (a3.3).

$$\frac{\ln(S/S_0) \big|_{Q_n}}{\ln(S/S_0) \big|_{visible}} = \frac{\lambda_{visible}}{\lambda_n} \frac{\beta(\lambda_n)}{\beta(\lambda_{visible})} \quad (\text{a3.3})$$

Cette évaluation est présentée dans les figures a3.10 à a3.13. Dans ce cas précis, nous n'obtenons pas un ensemble de points alignés suivant une droite. Néanmoins, ces points s'alignent suivant une courbe qui témoigne d'une relation entre les grandeurs analysées. La limite horizontale qui apparaît en figure a3.13 provient de la limite fixée sur la dégradation dans le quadrant $Q=30,4$ nm pour définir l'ensemble des pixels à analyser. Les courbes ainsi mises en évidence sont similaires, à une simple translation verticale près, en raison de la proportionnalité des logarithmes des dégradations relatives EUV.

Malgré la similitude de la perte de réponse dans le visible et l'EUV, ces figures nous indiquent clairement que la dégradation définie par les rapports de lampe de calibration ne permet pas de déduire la dégradation dans l'EUV au moyen d'une simple loi d'absorption. Ceci constitue une preuve de la présence d'un autre phénomène de dégradation de la réponse instrumentale.

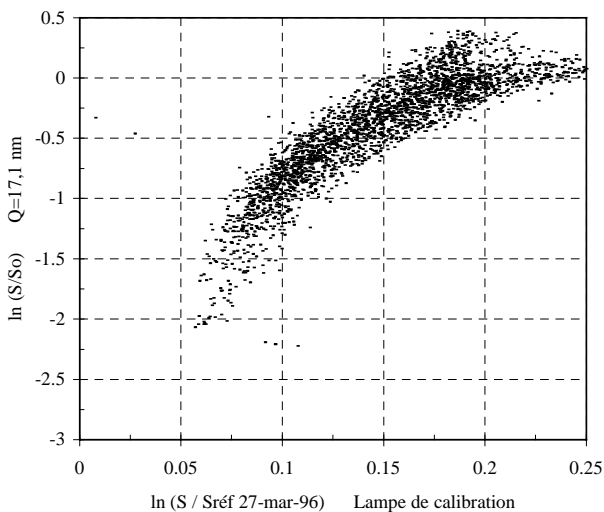


Figure a3.10: Signal normalisé à 17,1 nm fonction du signal de la lampe de calibration (échelle logarithmique) dans la zone dégradée

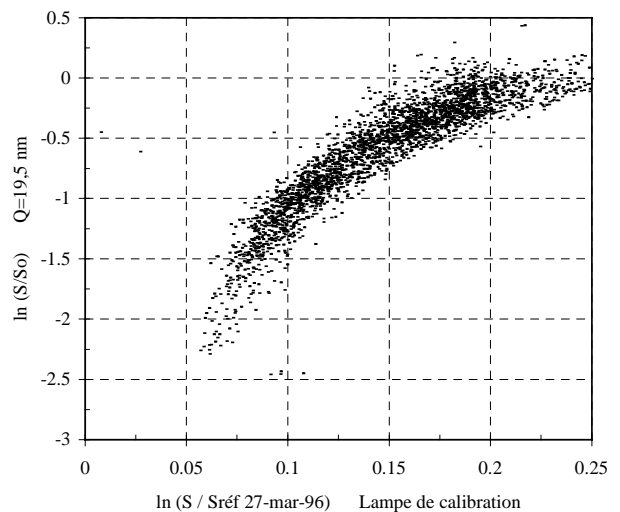


Figure a3.11: Signal normalisé à 19,5 nm fonction du signal de la lampe de calibration (échelle logarithmique) dans la zone dégradée

La surexposition accidentelle de juillet 1996

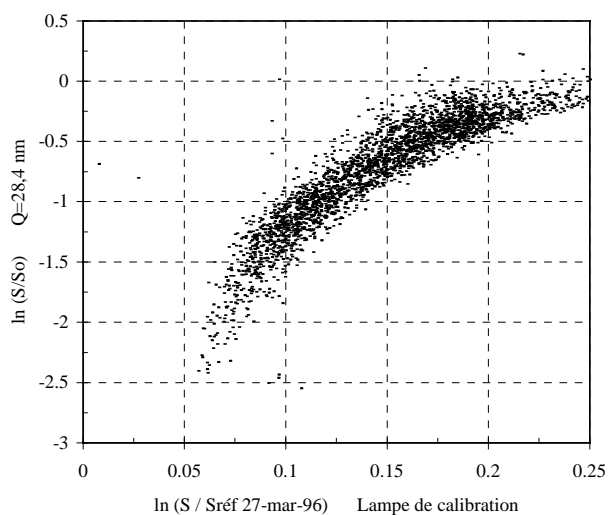


Figure a3.12: Signal normalisé à 28,4 nm fonction du signal de la lampe de calibration (échelle logarithmique) dans la zone dégradée

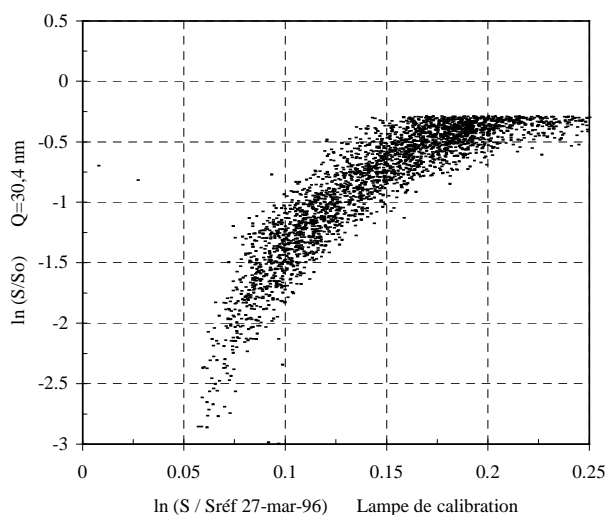


Figure a3.13: Signal normalisé à 30,4 nm fonction du signal de la lampe de calibration (échelle logarithmique) dans la zone dégradée

A3.2 Références

- [a3.1] D. Moses, F. Clette, JP. Delaboudinière, G. Artzner, M. Bougnet, J. Brunaud, C. Carabetian, A. Gabriel, J.F. Hochedez, F. Millier, X.Y. Song, B. Au, K. Dere, R. Howard, R. Kreplin, D. Michels, J.M. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, R. Catura, J. Lemen, L. Shing, R. Stern, J. Gurman, W. Neupert, J. Newmark, B. Thompson, A. Maucherat, F. Portier-Fozzani, D. Berghmans, P. Cugnon, E. Van Dessel, J.R. Gabryl, "EIT Observations of the Extreme Ultraviolet Sun", *Solar Physics* **175**: 571-599, 1997.

- [a3.2] J.M. Defise, F. Clette, J. Moses, J.F. Hochedez and the EIT Consortium, "In-orbit diagnostic of the EIT EUV CCD radiation induced aging", *SPIE* **3114**, 1997.

- [a3.3] J.M. Defise, J. Moses, F. Clette and the EIT Consortium, "In-orbit performances of the EIT instrument on-board SOHO and intercalibration with the EIT Calroc Sounding rocket program", *SPIE* **3442**, 126-134, 1998.

ANNEXE 4

A4.1 Dégradation de la réponse par l'ombrage des grilles-supports de filtres

A4.1.1 Dégradation de la réponse EUV

Toutes les images EUV comportent un motif de grille en surbrillance produit par le support du filtre focal. Cette modulation forme un motif brillant parfaitement stable spatialement, qui induit une surintensité locale définie par l'inverse de la carte de correction $M_{FA2}(i, j, Q)$, qui peut atteindre 25 %.

Nous avons démontré précédemment que les surexpositions locales au rayonnement EUV sont responsables d'une perte locale de réponse dans l'EUV. Nous allons montrer ici qu'un phénomène similaire apparaît dans les régions où la modulation des grilles crée une surexposition locale, et où l'éclairement EUV est important.

Après quelques mois d'opérations de l'instrument, les images corrigées de la modulation des grilles-supports vont faire apparaître progressivement un motif de grille sombre, qui présente certaines similarités avec la modulation des supports des filtres. Les images individuelles de la couronne solaire dans l'EUV ne permettent pas d'observer clairement ce changement de réponse. C'est au moyen d'une moyenne d'images sur plusieurs jours, comme illustré sur les figures de la section 5.5.3, que l'on peut mettre en évidence ce phénomène, après correction de la modulation initiale.

Le lien avec les grilles des filtres semble évident, ce qui permet à nouveau d'écarter la responsabilité des miroirs ou des filtres d'entrée. Néanmoins plusieurs questions fondamentales se posent à ce sujet :

- Y a-t-il un quadrant qui contribue plus à cette dégradation?
- La perte de sensibilité est-elle identique dans tous les quadrants?
- Les phases de réchauffage ont-elles un effet bénéfique?
- Comment corriger le signal de cette nouvelle dégradation?
- Comment éviter cette dégradation?
- Par quel mécanisme la sensibilité des pixels est-elle réduite?

Nous pensons pouvoir apporter des réponses aux cinq premières questions, ainsi que certains éléments d'explication à la dernière. Afin d'obtenir une évaluation quantitative de cette dégradation, nous avons défini une méthode [a4.1] permettant de calculer un indice moyen du contraste produit par cette grille foncée dans la zone du disque solaire. Plus précisément, nous allons profiter des décentrement qui existent entre les différentes cartes de modulation de la grille focale, pour tenter d'identifier les contributions de chaque motif de grille en surbrillance à la dégradation.

Annexe 4

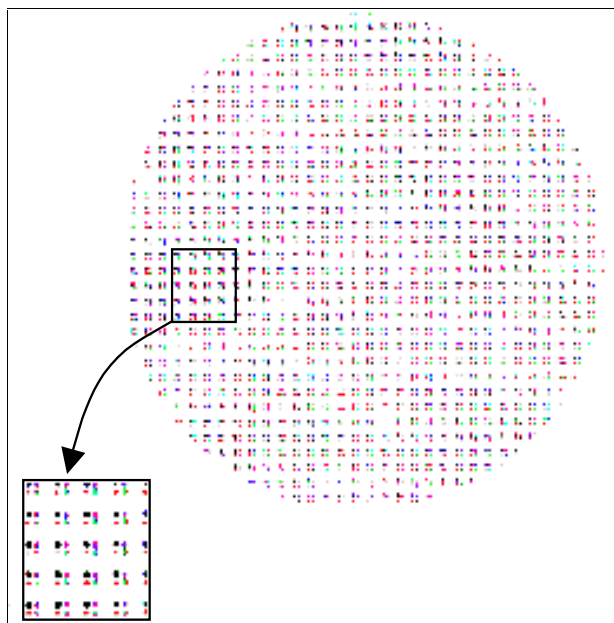


Figure a4.1: Répartition des zones brillantes de chaque modulation de la grille focale, chaque couleur correspond à un ensemble de 8000 points représentatif des régions les plus brillantes de l'ombrage dans chaque quadrant

La grille focale produit un motif brillant qui est décentré dans chaque quadrant. Nous allons tenter d'identifier les régions les plus brillantes de cette modulation que nous supposons être à l'origine du motif foncé et qui sont différentes dans chaque quadrant. Les parties les plus brillantes se répètent logiquement avec la fréquence de 21 pixels. A partir des cartes de grilles utilisées pour définir M_{GFA2} , nous avons repéré les points les plus brillants de chaque carte ($Q=17,1; 19,5; 28,4$ et $30,4$ nm), en prenant soin d'éviter un recouvrement entre quadrants, et en nous limitant à la région du disque solaire où le défaut paraît plus important.

Nous obtenons ainsi 4 ensembles disjoints de 8000 points, qui sont en pratique décalés de quelques pixels selon le quadrant auquel ils se rapportent (fig. a3.1).

Ce choix présente des limitations car ces régions surbrillantes ne sont pas exclusivement représentatives de l'effet d'un seul quadrant. Ces ensembles représentent des régions qui modulent le signal en provoquant une surintensité d'au moins 10 % dans un quadrant par rapport aux 3 autres quadrants.

Lorsque des images solaires sont moyennées sur une période de 2 à 3 jours, la grille foncée apparaît plus uniforme grâce à la rotation solaire qui fait défiler les régions actives. Sur une image moyenne de ce type, pour chaque point d'un des ensembles définis précédemment, nous calculons le rapport local du signal avec la moyenne du signal des pixels au centre des 4 mailles adjacentes, où la modulation est la plus faible. Le rapport caractérise l'importance locale de la dégradation.

En recherchant la valeur médiane des 8000 rapports ainsi constitués, nous obtenons une valeur représentative de la perte de signal dans les régions éclairées en surbrillance par la grille focale dans un quadrant déterminé. Nous limitons le moyennage sur une période de 3 jours, pour évaluer la variabilité temporelle de ce type de vieillissement.

La figure a4.2 montre l'évolution du défaut de grille foncée en cours de mission dans les images à 30,4 nm, en séparant les contributions de surexposition de chaque longueur d'onde. Une valeur unitaire correspond à l'absence de défaut. Les discontinuités correspondent aux phases de réchauffage qui apportent un effet bénéfique. A l'évidence, les responsables principaux de cette grille foncée sont les motifs en surbrillance des modulations à 30,4 et 19,5 nm, qui correspondent aux quadrants les plus utilisés. Les données présentées ici sont obtenues à partir de la valeur médiane d'un ensemble de points. L'écart type associé à cet échantillonnage est de l'ordre de 0,2.

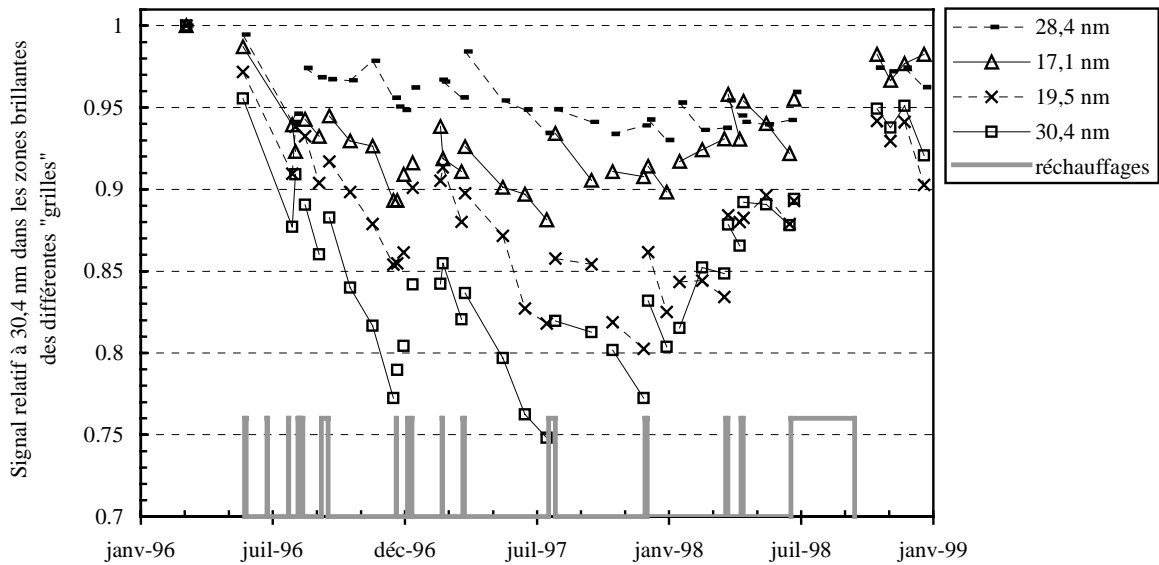


Figure a4.2: Variations locales du signal à 30,4 nm dans les régions en surbrillance dans les cartes de modulation des différentes grilles (en légende)

En figure a4.3, nous avons comparé la dégradation produite par le rayonnement à 30,4 nm dans la réponse à 17,1 et 30,4 nm. C'est à 30,4 nm que le défaut est le plus important, et à 17,1 nm que les effets sont moins marqués. Les deux autres quadrants, non représentés dans cette figure, présentent des dégradations intermédiaires.

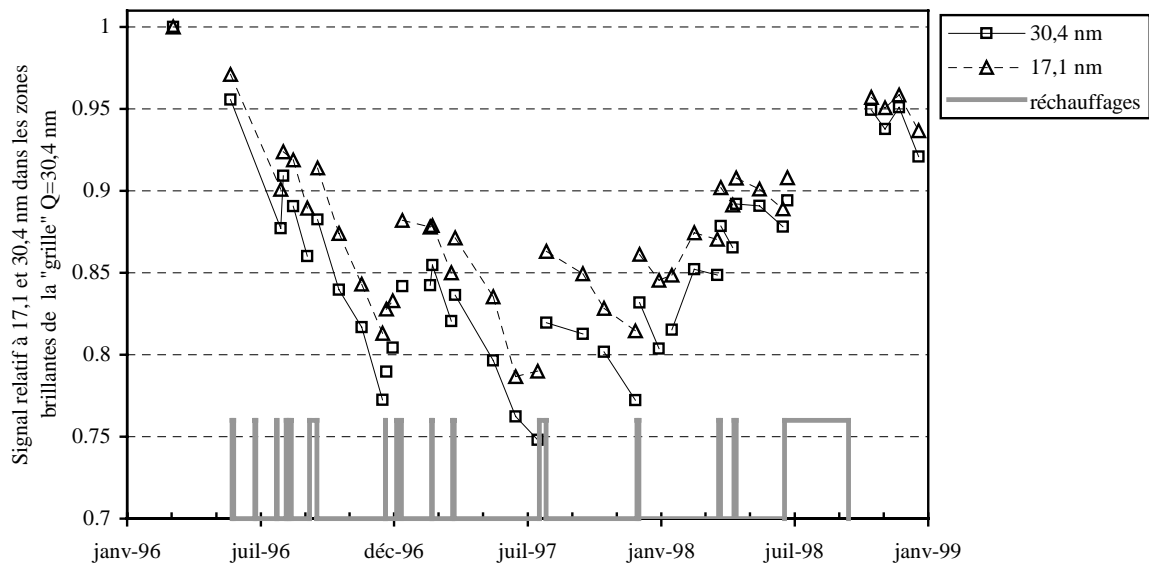


Figure a4.3: Variations locales du signal à 17,1 et 30,4 nm dans les régions en surbrillance dans les cartes de modulation de grille $Q=30,4$ nm

Si nous reportons le signal relatif des quadrants $Q=17,1$ et $19,5$ nm dans les zones dégradées (par exemple ici par $\lambda=30,4$ nm) en fonction du signal relatif du quadrant $Q=30,4$ nm, nous retrouvons un bon accord avec la loi proportionnelle dérivée d'un phénomène d'absorption. Appliquant à nouveau une régression linéaire, on peut y associer un facteur de proportionnalité de 0,81 pour le

Annexe 4

signal à 17,1 nm et 0,85 pour le signal à 19,5 nm. Il faut rester conscient que ces dégradations ne sont pas absolues, mais relatives; elles sont superposées à la perte moyenne de signal dans l'ensemble des pixels du disque solaire. Néanmoins, nous retrouvons de valeurs assez proches des facteurs de proportionnalité identifiés dans la région surexposée en fin juillet 96.

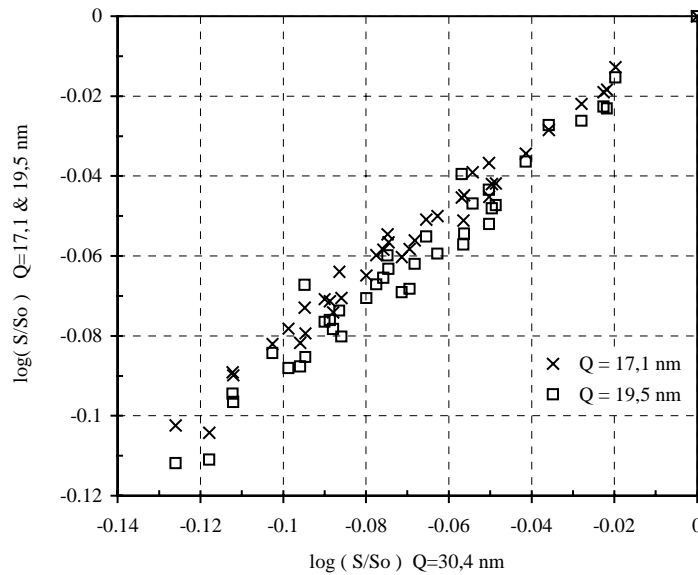


Figure a4.4: Comparaison des dommages à 17,1 et 19,5 en fonction du dommage à 30,4 causé par la modulation de la grille $Q=30,4$ nm (échelles logarithmiques)

A4.1.2 Dégradation de la réponse visible

La surbrillance permanente provoquée par la grille-support du filtre focal a également induit une baisse locale de la réponse à la lampe de calibration. Bien que plus faible que dans les canaux EUV, l'évolution de cette dégradation peut apporter des informations intéressantes, étant donné la similarité entre les réponses visible et EUV.

Nous avons mené une analyse similaire à celle de la section précédente, en utilisant les images individuelles de la lampe de calibration à la place des moyennes d'images solaires. L'uniformité relative de l'éclairement de la lampe permet d'évaluer par la même procédure la baisse locale de signal liée au contraste de la grille sombre, en séparant les composantes produites par les modulations des différents quadrants. Ceci permet en quelque sorte d'identifier le quadrant responsable de la plus grande part de dégradation de la réponse visible. Les résultats de cette étude sont résumés dans la figure a4.5. Les valeurs reportées dans ce graphe correspondent à la médiane des points étudiés dans le disque solaire. L'écart type moyen qui affecte la dispersion de ces données est de l'ordre de 0,01. Lorsque le signal relatif est unitaire, il n'y a pas de dégradation correspondant au motif de la grille considérée, un signal inférieur à l'unité correspond à un motif de grille sombre.

Le quadrant $Q = 30,4$ nm apparaît à nouveau comme responsable principal de la perte de signal de lampe de calibration. A nouveau, rappelons que cette dégradation est superposée à la baisse générale de réponse dans la région du disque solaire. Comme dans le cas de la réponse EUV, les séquences de réchauffage ont un effet bénéfique et permettent de supprimer une partie de ce défaut local.

Dégradation de la réponse par l'ombrage des grilles-supports des filtres

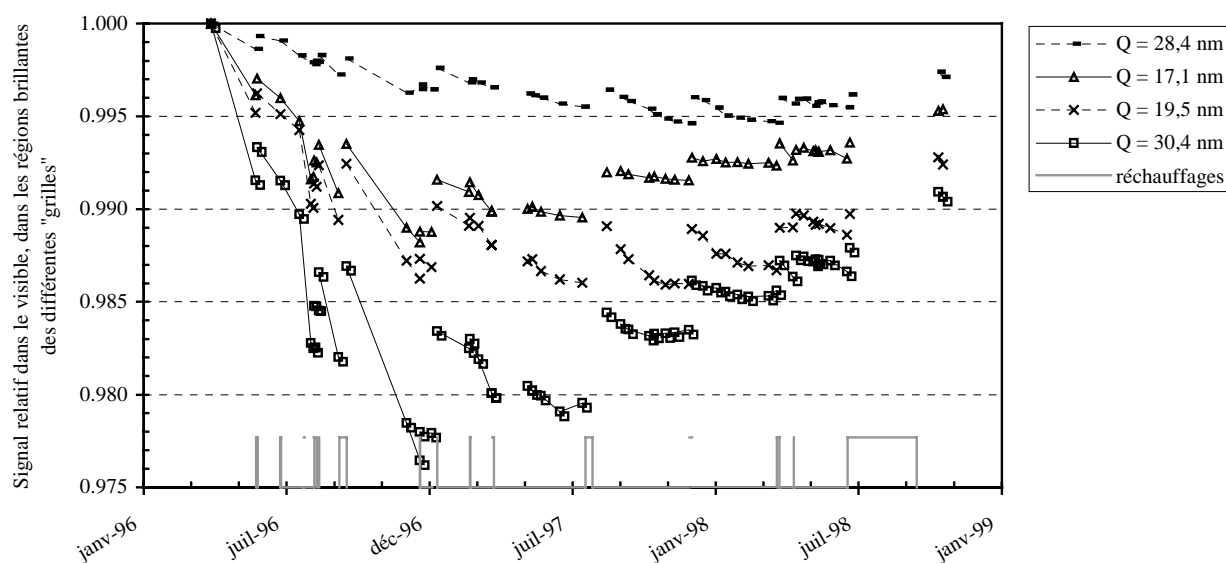


Figure a4.5: Evolution de la dégradation locale du signal de lampe de calibration produite par les modulations de la grille-support dans les quadrants EUV (région du disque solaire seule)

A4.2 Conclusions

En réponse aux questions posées, la dégradation motif de grille foncée est principalement produite par le rayonnement à $\lambda=30,4$ nm, suivi respectivement par $\lambda = 19,5$; 17,1 et 28,4 nm. C'est également la réponse du quadrant $Q=30,4$ nm qui est la plus affectée.

Ces deux indices confirment la localisation du dégât dans les régions proches de la surface extérieure du CCD, étant donné la plus faible profondeur de pénétration des photons à 30,4 nm. Les photons détectés dans les autres quadrants traversent une couche de silicium plus importante avant d'être convertis en photocharges, ce qui les éloigne des défauts créés à proximité de la surface.

D'autre part, les phases de réchauffement permettent de retrouver une meilleure uniformité du détecteur, en réduisant ce type de variations locales. A partir de janvier 1998, la dégradation présente une évolution temporelle différente, allant jusqu'à se réduire sans séquence de réchauffage. Il est probable que les régions de référence (centre des mailles) utilisées pour le calcul du signal relatif aient atteint un niveau de dégradation similaire, et qu'un phénomène de saturation se produise. L'apparente amélioration cacherait plutôt une dégradation étendue à tous les pixels du disque.

Ayant démontré l'origine de ce défaut et donc sa périodicité spatiale, nous proposerons d'utiliser l'algorithme d'extraction de grille sur des moyennes mensuelles, afin corriger ce défaut des images individuelles.

Un autre facteur important intervient dans cette perte de réponse, il s'agit de la fréquence d'utilisation des différents quadrants qui va modifier la dose de rayonnement EUV aux différentes longueurs d'onde. Le quadrant le plus utilisé est $Q = 19,5$ nm; pour assurer une couverture quasi-continue des phénomènes d'éjections de matière coronale. A l'opposé, c'est le quadrant $Q = 28,4$ nm qui fournit le moins d'images, étant donné ses durées d'exposition beaucoup plus importantes. Bien qu'utilisé parcimonieusement, le quadrant $Q = 30,4$ nm produit un éclairage fort différent des autres, essentiellement concentré dans la zone du disque solaire, en raison de la structure solaire à cette longueur d'onde.

Ceci pourrait expliquer pourquoi nous n'avons pas trouvé un classement des effets de dégradation directement corrélé avec la longueur d'onde, malgré l'existence d'une relation de loi d'absorption entre les différents quadrants.

A4.3 Références

- [a4.1] J.M. Defise, J.D. Moses, F. Clette and the EIT Consortium, "In-orbit performances of the EIT instrument on-board SOHO and intercalibration with the EIT Calroc Sounding rocket program", SPIE **3442**, 1998.