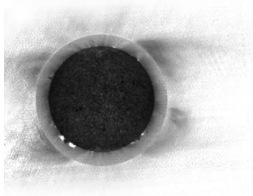

D'UNE QUESTION A L'AUTRE

HeCOR ou le cycle de vie d'une expérience spatiale

Un coronographe EUV de la conception à l'interprétation des observations



MEMOIRE D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Présenté par Frédéric Auchère

le 12 novembre 2012

devant le jury composé de

Dr. Milan Maksimovic

Dr. Guillaume Pineau des Forêts

Dr. Nicole Vilmer

Rapporteur

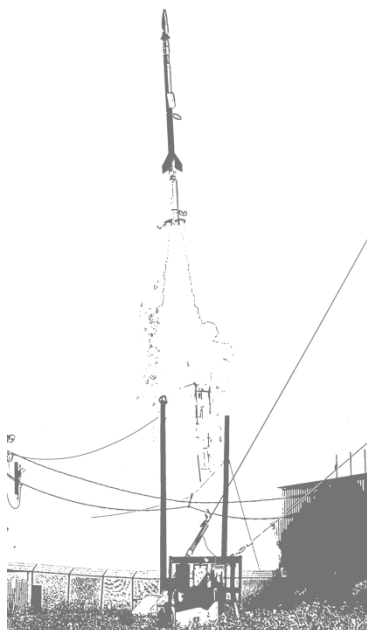
Dr. Thierry Roudier

Rapporteur

Dr. Pierre Rochus

Rapporteur

Dr. Roger-Maurice Bonnet



Université Paris-Sud 11

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Pierre Delaboudinière pour m'avoir posé en 1998 une question à laquelle j'ai mis une dizaine d'années à résoudre. Je lui dois aussi de m'avoir fait goûter le premier aux joies de l'instrumentation spatiale.

Répondre à Jean-Pierre a nécessité un nouvel instrument spatial, et c'est à John D. Moses que je dois d'avoir eu l'opportunité de le réaliser et de le faire voler. Le projet HeCOR n'aurait jamais vu le jour sans les efforts constants de toute une équipe, et je leur adresse ici toute ma gratitude. A l'IAS : Denis Barbet, Philippe Bouyries, Jean-Christophe Leclec'h, Jean Pierre Moalic et Frédéric Rouesnel, et le personnel de la station d'étalonnage. A l'Institut d'Optique : Marie-Françoise Ravet-Krill, Christophe Hecquet, Raymond Mercier, Jean-Michel Lamarre, Arnaud Jérôme et Franck Delmotte. Muriel Thomasset du synchrotron Soleil. L'équipe du NRL : Donald McMullin, Jeffrey S. Newmark, Edward Shepler, David Roberts, Dennis Wang. Et bien sur toute l'équipe de White Sands Missile Range : Rebecca Grzelachowski, Jim Deaton, Richard J. Nelson, Carlos Martinez, Jesus Martinez. Le projet a reçu dès le départ le soutien du CNES. Merci à Jean Yves Prado pour son support.

Plusieurs des résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus grâce aux efforts de Nicolas Barbey et Chloé Guennou, les deux étudiants en thèse que j'ai encadrés, et de plusieurs stagiaires, en particulier Aurore Masson et Kevin Dalmasse. Je veux aussi remercier Aurélien Canou et Moncef Derouich avec qui j'ai eu plaisir à collaborer durant leur post-doc à l'IAS.

Merci aussi à Elie Soubrié dont la sagacité et l'optimisme ont permis de réaliser FESTIVAL.

Je veux remercier tous les ingénieurs avec qui j'ai eu et j'ai toujours le plaisir de travailler. Jean-Jacques Fourmond, directeur technique de l'IAS, et Cydalise Dumesnil, responsable du bureau d'études, que j'assomme régulièrement avec de nouvelles idées d'instruments.. Julien Barbet et Gilles Morinaud à qui je demande des modifications mécaniques de dernière minute du fait de modifications des optiques que nous imaginons avec Anne Philippon et Xueyan Zhang.

Finalement, j'ai une pensée particulière pour Alain Belvindrah, Sandrine Duez et Sonia Germany qui ont eu à gérer régulièrement des missions quelques peu compliquées.

Un grand merci à tous !

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	3
TABLE DES MATIERES	5
1 INTRODUCTION	9
2 L'HELIUM CORONAL ET HECOR	13
2.1 L'hélium coronal et la mission Herschel	13
2.1.1 L'hélium coronal et la diffusion résonnante	14
2.1.2 Abondance d'hélium	17
2.1.3 Diagnostics du vent solaire	19
2.2 Conception et réalisation de HeCOR	20
2.2.1 Concept général	21
2.2.2 Télescope	21
2.2.2.1 Conception optique	21
2.2.2.2 Réalisation du miroir	22
2.2.2.2.1 Dépôt multicouches	22
2.2.2.2.2 Rugosimétrie	23
2.2.2.2.3 Montage	25
2.2.2.3 Plan focal	25
2.2.3 Système d'occultation	26
2.2.4 Baffle avant et miroir de réjection	28
2.2.5 Intégration et alignement	29

2.3 Etalonnage	29
2.3.1 Efficacité	30
2.3.2 Vignettage	31
2.3.3 Lumière diffusée	31
2.4 Observations	32
2.4.1 Lancement	32
2.4.2 Réduction des données	33
2.4.2.1 Images brutes	33
2.4.2.2 Soustraction du courant d'obscurité	34
2.4.2.3 Filtrage des interférences haute fréquence	34
2.4.2.4 Suppression des fuites de lumière blanche	34
2.4.2.5 Suppression de la grille	35
2.4.3 Sommation et image finale	35
2.4.4 Observations simultanées	36
2.5 Résultats	38
2.5.1 Détection de la diffusion résonnante de l'Hélium	39
2.5.2 Variations locales de l'abondance d'hélium	41
2.5.3 Discussion	44
2.6 Conclusions	45
3 DIAGNOSTICS DU PLASMA CORONAL	47
3.1 Tomographie	47
3.1.1 Technique d'inversion: TomograPy	49
3.1.2 Application aux plumes polaires	50
3.2 Mesure Différentielle d'Emission	51
3.3 Visualisation de données	55
3.3.1 Caractéristiques principales	57
3.3.2 Développements futurs	57
4 QUELQUES PISTES	59
4.1 Solar Orbiter	59
4.1.1 EUI	62
4.1.2 Solar Orbiter, l'hélium coronal et l'irradiance	63

4.2 Mesurer le champ magnétique coronal	64
4.2.1 Principe de la mesure	65
4.2.2 LYOT, ECLISPE, SIGMA	67
REFERENCES	69
INDEX	73
ANNEXE A : CURRICULUM VITAE	75
ANNEXE B: PUBLICATIONS	79
ANNEXE C: SÉLECTION D'ARTICLES	87

1 | INTRODUCTION

Je présente dans ce mémoire un bilan de mes travaux de recherches depuis ma soutenance de thèse le 30 octobre 2000. L'objectif de ce document n'est pas de détailler l'intégralité des travaux effectués dans tout leur détail, mais de présenter une synthèse des principaux axes de recherche que j'ai développés durant cette douzaine d'années en explicitant leurs relations et leur cohérence.

La recherche astrophysique spatiale se développe en un cycle menant d'une question scientifique à la définition de besoins d'observations, à la spécification et à la conception de l'instrumentation adaptée, à sa réalisation et à son étalonnage, aux mesures et à leur réduction, jusqu'à l'interprétation des résultats menant à de nouveaux questionnements.

Dans ce contexte, ma démarche se situe à l'interface entre les développements instrumentaux et l'interprétation des données. Dans ce document, et en particulier dans le chapitre 2 |, j'illustrerai ce lien en suivant comme fil conducteur l'étude du vent solaire et le développement de l'expérience HeCOR (Helium CORonagraph) dont je suis Investigateur Principal. J'ai effectué ma thèse sous la direction de Jean-Pierre Delaboudinière avec pour objectif la détermination de l'abondance d'hélium dans la couronne solaire, qui est une signature caractéristique des mécanismes d'accélération à la source du vent, en utilisant les observations dans l'Extrême Ultra-Violet (EUV) de l'instrument EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope) de la sonde SOHO (Solar and Heliospheric Observatory). L'analyse des données ainsi que le calcul théorique de l'intensité de la raie spectrale à 30.4 nm de l'He II dans la couronne ont montré que cet instrument ne permettait pas une détection fiable. En effet, le signal recherché étant faible comparativement à l'intensité du disque solaire, il est nécessaire pour détecter cette raie d'avoir recours à une instrumentation dédiée ayant des performances de lumière diffusée bien meilleures que celles d'EIT. C'est pourquoi dans les années suivant ma thèse j'ai développé le coronographe EUV HeCOR qui a volé à bord d'une fusée sonde le 14 septembre 2009. Les images obtenues confirment les calculs théoriques effectués durant ma thèse et montrent aussi des structures, attribuées à des variations locales d'abondance, que l'on peut maintenant utiliser pour identifier les régions sources du vent solaire lent. L'interprétation des observations amène aussi de nouvelles questions, comme celle de la dépendance des structures observées avec le cycle d'activité solaire. Par ailleurs, l'expérience gagnée avec ce projet a permis

d'optimiser l'instrumentation développée pour la mission Solar Orbiter, en particulier l'imageur EUV à grand champ FSI.

J'articule mes travaux de recherche selon plusieurs axes. J'ai choisi de développer dans ce document d'une part le développement d'instrumentation spatiale de télédétection fonctionnant dans l'EUV, et d'autre part le développement de diagnostics du plasma coronal et leurs applications. Pour ce qui est de l'instrumentation, si l'exemple de HeCOR me permet, du fait de la durée limitée du projet, de montrer toutes les étapes d'une expérience spatiale depuis la définition de l'instrument jusqu'à collecte et l'interprétation des données, j'ai aussi fortement contribué à plusieurs autres missions de plus grande ampleur.

Le développement de la mission STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory), lancée en Octobre 2006, a débuté alors que j'étais en thèse aux Etats Unis. J'ai à cette époque travaillé à la définition des bandes passantes du télescope EUVI (Extreme Ultra Violet Imager), un télescope reprenant le concept d'EIT. A mon retour en France, durant mon post-doc CNES effectué à l'IAS, j'ai participé à l'étalonnage des optiques d'EUVI qui ont été réalisées à l'Institut d'Optique.

Le microsatellite Franco-Chinois SMESE (Small Explorer for Solar Eruptions) a été conçu pour l'étude des éruptions solaires dans une large gamme de longueurs d'onde. LYOT (LYman Orbiting Telescopes), un instrument comprenant un télescope imageur et un coronographe, devait obtenir des images d'activité coronale à Lyman α ainsi que des mesures pionnières du champ magnétique. Bien que LYOT et les deux autres instruments prévus sur la plateforme aient passé avec succès en 2008 leur revue de fin de phase A, le programme a été abandonné pour des raisons budgétaires. LYOT a été développé par l'IAS et j'avais la responsabilité de la spécification des propriétés de l'instrument. Tout comme HeCOR, LYOT comprenait un coronographe fonctionnant dans l'ultraviolet. Bien que les instruments soient sensiblement différents, le projet LYOT a largement bénéficié de l'expérience acquise sur HeCOR, en particulier en ce qui concerne la maîtrise de la lumière diffusée.

L'instrument EUI (Extreme Ultraviolet Imager) de la mission Solar Orbiter comprend trois télescopes. Deux télescopes à haute résolution (HRI, High Resolution Imager) fonctionnent dans deux bandes étroites centrées sur 17.1 nm (raie de Fe IX) et 121.6 nm (Lyman α de H I). Un télescope à grand champ (FSI, Full Sun Imager) permet une vue globale du Soleil à 17.4 nm (Fe IX) et 30.4 nm (He II). Au sein du consortium EUI, mon rôle d'«Instrument Scientist» est de spécifier les caractéristiques de l'instrument et de m'assurer qu'il atteindra les performances nécessaires pour remplir ses objectifs scientifiques. J'ai de plus conçu pour le canal FSI une solution nettement plus compacte, légère et performante que ce qui était prévu dans la charge utile d'origine. FSI pourra ainsi observer dans deux bandes passantes au lieu d'une, tout en ayant une résolution spatiale deux fois meilleure. La conception de FSI est très similaire à la partie arrière de HeCOR. De ce fait, le développement de ce dernier a permis de tester en vraie grandeur plusieurs solutions techniques maintenant adoptées pour FSI.

Certaines des technologies utilisées sur ces instruments ont nécessité des développements en amont. Les revêtements multicouches utilisés sur SECCHI, EUI et HeCOR, et développés par l'Institut d'Optique, ont fait l'objet d'un programme de R&T financé par le CNES. De même, j'ai proposé deux programmes de R&T destinés à amener des technologies à un niveau de maturité suffisant pour utilisation sur EUI/Solar Orbiter. L'un concernait une roue à filtre compacte, l'autre visait à réaliser des filtres métalliques multicouches plus résistants que les films disponibles sur le marché. Ces deux projets nous ont beaucoup appris sur les propriétés de ces composants et l'expérience acquise sera aussi précieuse pour de futurs instruments.

Un autre volet de mes recherches, synthétisé dans le chapitre 3 |, concerne le développement de nouvelles techniques de diagnostics du plasma coronal et la caractérisation de leurs performances. Ces travaux complètent et nourrissent les développements instrumentaux. Dans le cas particulier de HeCOR comme en astrophysique en général, l'interprétation des observations passe par l'utilisation de diagnostics permettant de convertir les intensités mesurées en quantités physiques caractéristiques du milieu étudié. Comme pour la plupart des objets astrophysiques, ce processus peut être rendu ambigu dans le cas de la couronne Solaire par les effets d'intégration sur la ligne de visée. Les plumes par exemple, sont des structures quasi-linéaires observées au-dessus des pôles du Soleil. Leur morphologie est compatible à la fois avec des structures tubulaires et des effets d'alignement en rideau, et la vraie nature des plumes est aujourd'hui une question ouverte. Les superpositions sur la ligne de visée sont aussi un problème récurrent pour les diagnostics spectroscopiques. La détermination des propriétés thermodynamiques des boucles magnétiques par exemple est un point essentiel dans le débat sur le chauffage de la couronne. Mais les mesures sont bien souvent compliquées par la présence d'avant et d'arrière plans dont la soustraction est délicate.

Avec la thèse de Nicolas Barbey, effectuée en cotutelle avec le L2S (Supec), nous avons développé un code de tomographie dynamique permettant d'inverser les effets d'intégration sur la ligne de visée pour obtenir la distribution tridimensionnelle de l'émission du plasma. Cette technique ne résout pas systématiquement toutes les ambiguïtés, car la durée d'observation nécessaire et l'évolution des structures solaires qui en résulte perturbe l'inversion, mais elle nous a néanmoins permis de montrer que deux types de plumes polaires coexistent. A partir d'inversions tomographiques faites à plusieurs longueurs d'onde, il est ensuite possible d'utiliser des techniques spectroscopiques pour obtenir les paramètres thermodynamiques du plasma en tout point de la couronne.

Parmi ces techniques, la Mesure Différentielle d'Emission (DEM) est très utilisée pour déterminer la structure thermique du plasma. Tout comme la tomographie, l'analyse par DEM est un problème inverse dont la solution est non triviale. Durant la thèse de Chloé Guénnou, nous avons effectué une caractérisation complète du comportement de cette inversion vis-à-vis des incertitudes de mesure. Une approche statistique a permis de déterminer les probabilités relatives des diverses solutions, de mettre en évidence les biais intrinsèques à la méthode ainsi que les conditions pouvant mener à des dégénérescences des solutions. Ce travail a permis de développer des outils nouveaux pour l'interprétation de ce type de diagnostic.

La visualisation des données est aujourd'hui une composante essentielle du travail de recherche. Pour tirer pleinement parti de la richesse des observations actuelles, il est nécessaire de trouver des solutions nouvelles permettant la visualisation synthétique de nombreuses sources de données. En effet, parmi les problèmes posés en physique solaire, nombreux sont ceux dont l'étude requiert des observations multi-longueurs d'ondes, provenant d'instruments et éventuellement de sondes différents. Du fait de leurs natures diverses (images, spectres, séries temporelles), un travail de réduction et de présentation important est nécessaire avant toute analyse. Les cinq télescopes constituant l'instrument SECCHI (Sun Earth Connections Coronal and Heliospheric Investigation) de la mission STEREO sont un exemple intéressant du type de problème posé. Ils ont été conçus pour observer les éruptions solaires depuis leur initiation jusqu'à leur propagation dans le milieu interplanétaire. Sur chacune des deux sondes jumelles, ils couvrent environ 90 degrés d'élongation par rapport au Soleil en cinq champs de vue décentrés et s'élargissant avec des résolutions allant de 1.7 secondes à 2 minutes de degrés. Pour faciliter l'utilisation de leurs observations, j'ai mené le développement du logiciel FESTIVAL qui réalise le co-alignement spatio-temporel automatique et permet une visualisation dynamique, ce qui permet une exploration rapide des échelles spatiales très différentes contenues dans l'image composite résultante.

Ces travaux sur les méthodes de diagnostics et de visualisation, je les mets en application pour traiter des problèmes concrets de la physique solaire. J'ai par exemple utilisé à la fois les diagnostics de DEM et le logiciel FESTIVAL dans plusieurs études sur les Ejections Coronales de Masse (CME). Avec mon collègue Andrei Zhukov, nous avons proposé pour la première fois en 2004 une interprétation bimodale des phénomènes appelés « ondes EIT », des perturbations globales de la couronne visibles dans les images prises en EUV. Malgré leur appellation, la nature ondulatoire de ces objets a en effet été fortement débattue depuis leur découverte en 1996. Dans notre vision, deux fronts peuvent en fait être présents, celui de la CME qui s'étend dans la couronne, et celui de l'onde qui n'existe que si le premier front se propage suffisamment lentement. Les observations des sondes STEREO, qui ont permis d'observer ces événements simultanément sous deux angles différents, et celles plus récentes de SDO (Solar Dynamics Observatory) qui ont apporté la résolution temporelle nécessaire, semblent aujourd'hui confirmer notre interprétation.

J'effectue mes travaux en collaboration avec des étudiants de tous niveaux, du lycéen de 3^{ème} à l'étudiant en thèse, en passant par l'élève d'école d'ingénieur. Plusieurs des résultats que je présente dans ce mémoire n'auraient pas pu être obtenus sans le travail des huit stagiaires et deux étudiants en thèse que j'ai encadrés. De plus, j'enseigne des techniques de traitement du signal dans un module post-master que je co-organise, dont certaines que je développe ou dont je me sers régulièrement pour mes propres travaux. Cet engagement auprès des étudiants sur des thématiques que je développe me permet d'entretenir un lien étroit entre l'enseignement et le monde de la recherche.

Dans le dernier chapitre de ce document, je développerai quelques pistes pour les évolutions futures de mes travaux. A court terme, je présenterai la mission Solar Orbiter, qui sera lancée en 2017 et pour laquelle je contribue fortement au développement de plusieurs instruments. A plus long terme, je discuterai les perspectives de mesure du champ magnétique coronal, un des défis majeurs pour les années à venir pour la compréhension de l'activité de notre Etoile et de ses relations avec la Terre.

2 | L'HELIUM CORONAL ET HECOR

Dans ce chapitre je décris l'expérience HeCOR, un des instruments de la fusée sonde Herschel, depuis la définition des objectifs scientifiques jusqu'à l'interprétation des données collectées. Les résultats présentés sont très récents et sont en cours de publication. Ce projet, qui s'est développé sur une dizaine d'années entre les premières études et l'obtention des résultats, s'inscrit dans la continuité de mes premières recherches. Il a en effet permis, *via* la conception et la réalisation d'un instrument dédié, de vérifier certaines des prédictions découlant de mon travail de thèse. Il a aussi été l'occasion de tester en vraie grandeur des technologies utilisées aujourd'hui pour l'instrument EUI de la mission Solar Orbiter.

2.1 L'hélium coronal et la mission Herschel

Dans l'univers en général et dans l'héliosphère en particulier, l'hélium représente environ 10% des atomes existants et est à peu près 50 fois abondant que tous les autres éléments lourds. Comme l'hélium est quatre fois plus lourd que l'hydrogène, il joue un rôle important dans les flux de masse et de moment dans l'héliosphère. L'abondance d'hélium, le rapport entre la densité d'atomes et celle de ceux d'hydrogène, est un paramètre critique en physique solaire. Le taux de réactions de fusion nucléaires dans le cœur solaire, l'opacité de l'intérieur, les processus de transport d'énergie et les fréquences des modes d'oscillations globales dépendent tous de l'abondance d'hélium. De plus, comme plusieurs auteurs l'ont noté, l'hélium a une grande importance dans le bilan énergétique du vent solaire. En fait, du cœur au vent solaire, notre compréhension de l'héliosphère passe par celle de la physique de l'hélium.

L'hélium est étudié dans l'intérieur solaire *via* des méthodes d'hélioseismologie, des techniques spectroscopiques fournissent des diagnostics dans la photosphère et dans la chromosphère, et des mesures *in-situ* sont effectuées dans le vent solaire à une Unité Astronomique (U.A.) Mais très peu d'observations existent dans la couronne, et ce malgré d'importantes implications pour les modèle d'accélération du vent solaire. La mission Herschel (Helium Resonant Scattering in the Corona and Heliosphere), une fusée sonde menée par le Naval Research Laboratory (NRL, Washington D.C., USA), a justement été conçue pour fournir des observations de l'hélium dans la région où le vent est accéléré, c'est à dire entre la surface et quelques rayons solaires. Le nom de la mission fait référence à

John Herschel, dont les observations de la comète de Halley l'ont amené à conclure à l'existence d'une 'force répulsive' connue aujourd'hui sous le nom de vent solaire. La charge utile avait pour objectifs principaux de :

1. Contraindre les modèles d'accélération du vent solaire
2. Fournir des cartes de l'abondance d'hélium dans la couronne
3. Fournir des cartes globales de la vitesse d'écoulement du vent solaire pour l'H et He
4. Servir de démonstrateur pour les instruments FSI et METIS de Solar Orbiter

Trois instruments étaient embarqués : HeCOR (Helium CORonagraph), SCORE (Solar CORonagraphic Experiment) et HEIT (Herschel Extreme ultraviolet Imaging Telescope), un modèle de rechange du télescope EUVI de la mission STEREO. L'investigateur principal (PI) de l'ensemble de la charge utile est John D. Moses du NRL, qui est aussi responsable de HEIT. Je suis PI de HeCOR, et Ester Antonucci (Osservatorio Astronomico di Torino, Italie) est PI de SCORE. Les images monochromatiques de HeCOR et SCORE dans les raies Lyman α de H I et He II fournissent des mesures simultanées de l'abondance d'hélium et des vitesses d'écoulement de l'hydrogène et de l'hélium entre 1.2 et 3 R_S . La densité électronique nécessaire à l'analyse est obtenue à partir d'images en lumière blanche. HEIT permet d'obtenir une estimation de la température électronique à la base du champ de vue des coronographes, ainsi que la répartition d'intensité sur le disque solaire nécessaire à l'interprétation des observations coronales (voir la section 2.1.1). La Table 2.1-1 donne la matrice de traçabilité des objectifs scientifiques.

Table 2.1-1. Matrice de traçabilité des objectifs scientifiques aux observations.

Objectifs	Approche	Paramètres physiques	Observations
Identification des régions sources du vent solaire lent	Etudier les rôles relatifs de la sédimentation gravitationnelle et de la friction coulombienne. Mesurer l'abondance d'hélium et comparer avec les mesures <i>in-situ</i>	Densité de He ⁺ Densité de H ⁰ Abondance d'He Densité d'électrons Température des électrons	-Couronne : Intensité de H I (121.6 nm), He II (30.4), Fe X (17.1), Fe XII (19.3), Fe XV (28.4), lumière blanche -Disque : Intensité de He II
Etudier les mécanismes d'accélération du vent solaire rapide	Mesurer les vitesses d'écoulement d'ions de rapport <i>q/m</i> différents dans les trous coronaux	Densité de He Densité de H ⁰ Densité d'électrons Température des électrons Vitesses d'écoulement de H et He	-Couronne : Intensité de H I, He II, Fe X, Fe XII, Fe XV, lumière blanche -Disque : Intensité de He II
Faciliter les études futures du vent solaire	Etablir une preuve de principe pour les instruments FSI et METIS de Solar Orbiter	Densité de He Densité de H ⁰ Densité d'électrons Vitesses d'écoulement de H et He	Intensité de H I et He II entre 1.5 et 3 R_S

2.1.1 L'hélium coronal et la diffusion résonnante

Bien que l'hydrogène soit presque complètement ionisé aux températures coronales, l'hydrogène neutre résiduel produit la raie la plus intense du spectre ultraviolet: H I Lyman α (Gabriel, 1971). Dans la couronne, cette raie est majoritairement formée par diffusion résonnante du flux chromosphérique. Le grand intérêt de ce processus de formation est que l'intensité résultante est directement proportionnelle à la densité des espèces diffusantes. Comme He⁺ est un ion

hydrogénoïde il est attendu, tout comme pour l'hydrogène, qu'une raie intense se forme aussi dans la couronne par diffusion résonnante de la radiation chromosphérique sous-jacente. La géométrie du processus de diffusion résonnante est illustré Figure 2.1-1. L'intensité d'une raie formée par diffusion résonnante est donnée par:

$$J(l) = \int_0^\infty j(l) dl$$

$$j(l) = n_{ion^{m+}} h B_{12} \int_{\Omega} p(\theta) I_t(\mathbf{n}) \int_0^\infty I(\lambda) g(\lambda + \delta\lambda) d\lambda d\Omega$$

$$n_{ion^{m+}} = n_e \frac{n_H}{n_e} \frac{n_{ion}}{n_H} \frac{n_{ion^{m+}}}{n_{ion}}$$

où B_{12} est le coefficient d'Einstein pour l'absorption, h est la constant de Planck, n_e , n_H et n_{ion} , sont les densités d'électrons, d'hydrogène et de l'ion diffuseur considéré. I_t est l'intensité totale de la raie chromosphérique et $I(\lambda)$ son profil normalisé, $g(\lambda + \delta\lambda)$ est le profil d'absorption coronal, $\delta\lambda$ est le décalage Doppler, Ω est l'angle solide sous tendu par la chromosphère en un point quelconque de la couronne, et $p(\theta)$ est l'anisotropie de diffusion de l'ion considéré. Une dérivation détaillée des expressions ci-dessus est donnée dans (Auchère, 2005). Le code numérique décrit dans cet article, qui permet de calculer l'intensité d'une raie formée par diffusion résonnante à partir d'un modèle empirique de la couronne, a été utilisé pour l'interprétation des données présentée dans la section 2.5.

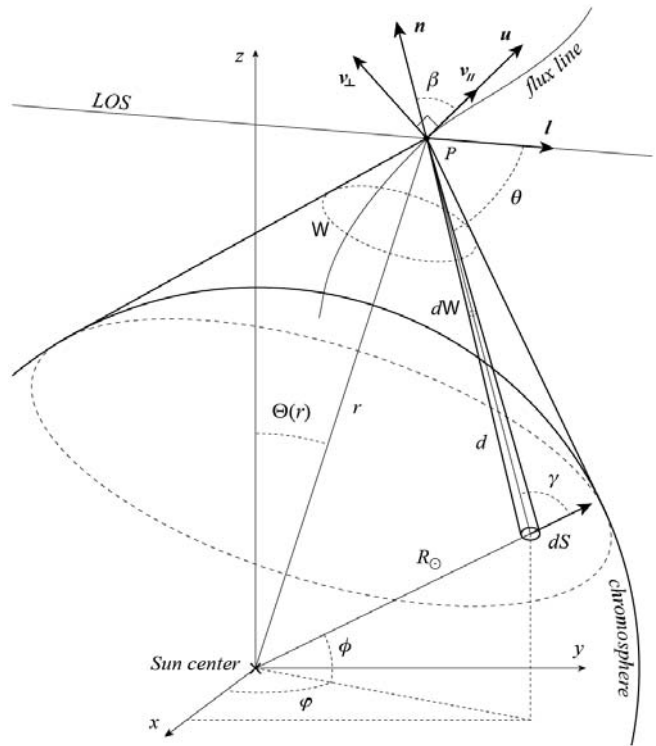


Figure 2.1-1. Géométrie du processus de diffusion résonnante.

Pour une intensité donnée I_t de la chromosphère, l'efficacité de la diffusion est proportionnelle à $f(\lambda, \delta\lambda, \sigma_c, \sigma_T)$, produit intégral des profils d'excitation chromosphérique et d'absorption coronal (éventuellement décalés l'un par rapport à l'autre de $\delta\lambda$ par effet Doppler). La raie chromosphérique à 30.4 nm de He II est plus de 10 fois plus faible que la raie à 121.6 nm de H I. Mais du fait des largeurs relatives des profils chromosphériques et coronaux, l'efficacité de la diffusion est environ trois fois plus importante pour l'hélium que pour l'hydrogène. De plus, la fraction ionisée n_{He^+}/n_{He} est deux ordres de grandeur plus grande que la fraction correspondante pour l'hydrogène (Figure 2.1-2). Il en résulte que même si l'intensité absolue de la raie coronale Lyman α de He⁺ est 10 fois plus faible que celle de H⁰, elle est environ 10 fois plus intense par rapport au disque solaire. Du fait de ce contraste plus favorable, la raie à 30.4 nm est relativement plus facile à détecter que la raie à 121.6 nm.

Nous avons vu que l'intensité du signal attendu dépend de la largeur des profils d'excitation et d'absorption selon la direction de la radiation incidente, ce qui suggère le besoin de mesures spectroscopiques. Les observations de UVCS (Ultra Violet Coronal Spectrometer) du doublet à 103.2 / 103.6 nm de O VI ont montré la présence de distributions de vitesses bi-maxwelliennes fortement anisotropes dans les régions de champ ouvert (Kohl, et al., 1998), (Cranmer, et al., 1999), (Antonucci, et al., 2000). Mais dans la couronne étendue, la direction de la radiation incidente est essentiellement radiale (Figure 2.1-1) et des mesures spectroscopiques depuis la Terre ne donnent accès qu'au profil tangentiel, qui n'est pas la grandeur pertinente. Il est de plus raisonnable de supposer qu'en dessous de $2.5 R_{\odot}$ les profils d'absorption ne diffèrent pas de façon significative du profil thermique (Antonucci, et al., 2000). Il a aussi été montré que l'intensité dépend seulement faiblement du profil des raies dans les régions de champ fermé (Auchère, 2000). Enfin, de nombreuses mesures spectroscopiques (Brosius, 1996) ont montré que le profil chromosphérique de la raie à 30.4 nm de He II est à peu près constant entre les régions calmes et actives, et de ce fait la mesure du profil de la raie sur le disque n'est pas critique.

A part la raie de He II, une bande passante, même étroite, centrée sur 30.4 nm inclut plusieurs raies coronales, dont la raie à 30.33 nm de Si XI. Dans les trous coronaux, du fait de la faible température des électrons, la contribution de Si XI est négligeable. Dans les régions équatoriales en revanche, cette raie domine la bande passante bas dans la couronne (Auchère, 2000). Cependant, comme cette raie est formée par collisions avec les électrons, son intensité décroît avec le carré de la densité électronique, alors que la raie de He II, qui est formée par diffusion, est proportionnelle à la densité. De ce fait, la contribution des raies formées par collisions chute rapidement avec la distance au-dessus du bord solaire.

Au final, on conclut que des mesures spectroscopiques ne sont pas essentielles pour l'analyse du signal de résonance. Un imageur permet de fournir l'essentiel de l'information utile. A l'inverse, les variations d'intensité de la chromosphère affectent directement l'intensité des deux raies coronales. Tous les paramètres étant par ailleurs égaux, l'intensité diffusée est proportionnelle à l'intensité de la chromosphère. A 30.4 nm et 121.6 nm, celle-ci est très variable. A 30.4 nm, les trous coronaux sont environ deux fois moins intenses que les régions calmes, et les régions actives 10 fois plus. L'influence de ces non-uniformités a été modélisée et j'ai pu montrer que des variations de l'intensité dans la couronne de l'ordre de 30% peuvent être attendues à 121.6 nm de leur seul fait (Auchère, 2005). Il est donc nécessaire d'obtenir simultanément des images de la chromosphère pour interpréter les observations de la couronne.

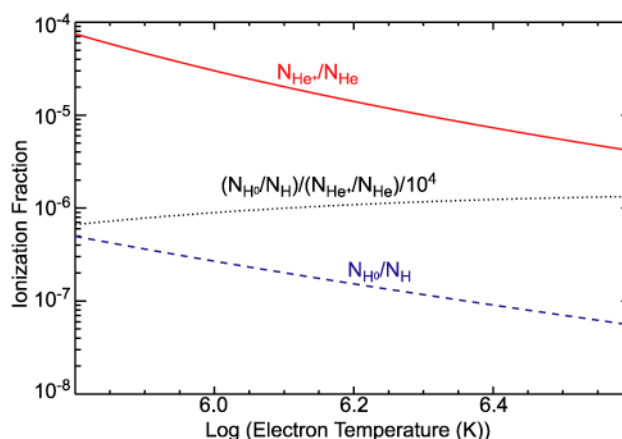


Figure 2.1-2. Fractions d'ionisation de H⁰ (pointillés bleus) et de He⁺ (rouge) en fonction de la température des électrons. Le rapport de ces deux fractions (pointillé noir) est faiblement dépendant de la température, un point important pour la dérivation de l'abondance d'Hélium.

La Figure 2.1-3 montre l'intensité prédite de la raie à 30.4 nm de He II. Les calculs ont été faits en 2003 avec mes codes de simulation au moment de la proposition de la mission Herschel à la NASA. Les croix noires donnent le signal que j'avais pu extraire des données EIT durant ma thèse. Les lignes rouges donnent le signal modélisé pour des régions équatoriales et coronales jusqu'à 3 R_s en période de minimum solaire. L'échelle de droite est une échelle absolue d'intensité. L'échelle de gauche donne l'intensité par rapport au disque solaire. Pour les streamers, j'ai utilisé la densité électronique de (Gibson, et al., 1999). Pour les trous coronaux, j'ai utilisé les valeurs de (Guhathakurta, et al., 1999). Pour la température électronique, j'ai choisi les résultats de (David, et al., 1998). Dans les trous coronaux, j'ai adopté le profil de vitesse donné par (Antonucci, et al., 2000) pour calculer l'atténuation Doppler. La courbe en pointillés violet donne l'intensité calculée de la raie à 30.332 nm de Si XI. La courbe en pointillés jaune est une estimation du niveau de lumière diffusée dans l'instrument en considérant une rugosité des optiques de 1 nm. Ces calculs photométriques ont servi pour dimensionner l'instrument HeCOR. Il sera intéressant de comparer ces prédictions avec les observations présentées dans la section 2.5.1.

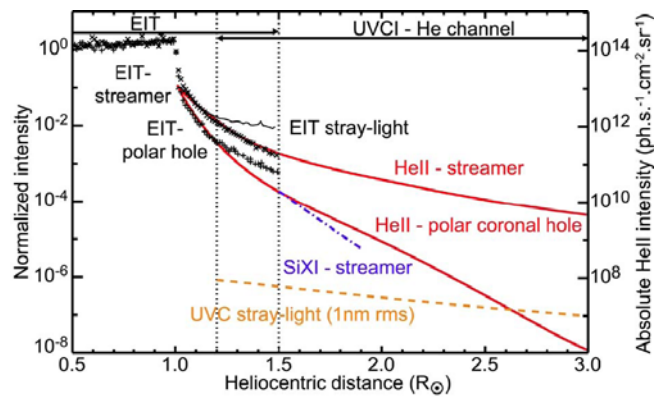


Figure 2.1-3. Intensité de la raie à 30.4 nm de He II modélisée en 2003 en préparation à la mission Herschel.

2.1.2 Abondance d'hélium

Les deux types de vent solaire diffèrent par leur vitesse, état de charge et abondance des éléments (von Steiger, et al., 2000). Ces différences sont une indication que les sources et les mécanismes de fractionnement sont peut-être fondamentalement différents dans le vent lent et le vent rapide, même si un fractionnement lié au premier potentiel d'ionisation (FIP) est présent dans les deux cas. L'effet FIP est constaté non seulement dans les sources du vent lent mais aussi dans la chromosphère sous les trous polaires, sources du vent rapide, même si de façon moindre. L'abondance d'hélium est d'environ 4% dans le vent rapide, mais varie entre 0.1% et 30% dans le vent lent (Bame, et al., 1977). Il est dès lors naturel de se poser la question de savoir si ces différences dans le vent *in-situ* se retrouvent aussi dans les régions où il est accéléré. De plus, l'abondance moyenne dans le vent solaire est environ la moitié de celle dans l'intérieur solaire ou dans la chromosphère. Il doit donc y avoir une région dans la couronne où l'abondance varie pour faire la connexion en les valeurs chromosphériques et celles du vent solaire. Mais bien que l'abondance d'hélium soit mesurée dans l'intérieur solaire, dans la photosphère et dans la chromosphère, elle n'a jamais été mesurée de façon satisfaisante dans la couronne, qui est justement le lieu où le vent solaire est accéléré.

Dans le vent solaire le flux de proton à 1 U.A. montre relativement peu de variations durant le cycle solaire (Wang, 1994), alors que l'abondance d'hélium varie nettement entre le minimum et le maximum. (Aellig, et al., 2001), sur la base d'une analyse du rapport He/H mesuré sur plus de la moitié d'un cycle, ont montré que durant toute la période d'observation l'abondance d'hélium était corrélée avec la vitesse du vent. De plus, la force de cette corrélation varie elle-même avec le cycle. Ces auteurs suggèrent que la raison pour la dépendance de l'abondance d'hélium avec le cycle est liée à l'évolution des structures magnétiques à grande échelle dans la couronne, depuis la simple

configuration du minimum consistant en de large trous polaires entourés d'une ceinture équatoriale étroite, à un ensemble de petits trous polaires et de streamers répartis à toutes latitudes en période de maximum. Une clef pour comprendre la variabilité de l'abondance d'hélium peut donc se trouver dans la morphologie, et donc dans le facteur d'expansion des tubes de flux magnétique, défini comme le rapport des sections efficaces à 1 U.A et à la base du tube guidant le vent. Si les ions hélium sont accélérés par friction Coulombiennes avec les protons (Geiss, et al., 1970), plus le flux de protons est important, et plus l'accélération est efficace, résultant en une abondance plus élevée dans le vent. Le flux de protons est à son tour régulé par le facteur d'expansion qui évolue au cours du cycle, comme l'a inféré (Wang, 1994), qui a donné différents profils d'expansion du champ magnétique pour le vent lent pour des périodes de minimum et de maximum. L'importance du facteur d'expansion des tubes de flux a encore été soulignée par une étude récente de (Byhring, 2011). Avec un modèle bi-fluide, l'auteur a montré que l'abondance d'hélium à 1 U.A. peut être expliquée si les tubes de flux ont un facteur d'expansion de 20 à 50, ce qui permet de ne pas modifier artificiellement la fréquence de collision entre l'hélium et l'hydrogène, comme c'était le cas dans les modèles plus anciens de (Hansteen, et al., 1994).

Afin de tester cette hypothèse que l'abondance d'hélium par rapport à l'hydrogène est liée au facteur d'expansion du champ magnétique dans la région d'accélération du vent solaire, nous notons qu'à un instant donné les lignes de champ ouvertes s'étendent dans la couronne avec des facteurs d'expansion différents. Par exemple, les larges trous polaires présents en période de maximum montrent de grandes variations entre les bords, proche des streamers, et leur centre, où l'expansion est minimale. Il faut donc faire le lien entre les différentes topologies observées pour les lignes de champ magnétiques ouvertes et les variations d'abondance mesurées. Ceci peut se faire si l'on dispose d'observations en lumière blanche obtenues simultanément aux observations de l'hélium, et/ou d'extrapolations de champ magnétique.

La première tentative de mesure de l'abondance d'hélium dans la couronne a été effectuée avec l'expérience CHASE (Coronal Helium Abundance Experiment) à bord de Spacelab 2 (Patchett, et al., 1981). La valeur dérivée à 1.15 R_s était de $7.9 \pm 0.1\%$, ce qui est cohérent avec la valeur photosphérique (Gabriel, et al., 1995). Malheureusement, ces mesures étaient fortement affectées par un niveau de lumière diffusée bien plus élevée que prévu. Plus récemment, (Raymond, et al., 1997) ont utilisé des observations de UVCS de la raie Balmer β de He II à 108.5 nm à 1.5 R_s et dérivé une limite haute de 4.8% pour l'abondance coronale. Des observations similaires de cette raie avec le spectromètre SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) de SOHO ont donné une valeur de $8.9 \pm 0.1\%$ (Laming & Feldman, 2003). Ces résultats ont été obtenus très bas dans la couronne et supposent une connaissance de la densité et de la température des électrons.

La technique proposée avec Herschel utilise des rapports simultanés des intensités des raies Lyman α de H I et He II par rapport à celles du disque. Cette technique, similaire à ce qui était prévu pour CHASE, présente l'avantage que le rapport des fractions d'ionisation de H^0 et He^+ est peu dépendant de la température (Figure 2.1-2). Il n'est donc pas nécessaire de connaître la température des électrons dans la couronne avec une grande précision pour réduire les données.

Sur la base de modèles multi-fluides de l'expansion du vent solaire, plusieurs auteurs ont noté qu'en dépit de l'abondance faible à 1 U.A., une abondance bien plus élevée dans la couronne ne peut être exclue (Buergi & Geiss, 1986) (Joselyn & Holzer, 1978). Les modèles théoriques de (Hansteen, et al., 1994) (Hansteen, et al., 1997), dans lesquels l'abondance coronale est déterminée par le couplage par friction entre l'hydrogène et l'hélium dans la chromosphère, prédisent une augmentation rapide de l'abondance au-dessus du bord avec un pic à 1.1 R_s suivi d'une décroissance vers les valeurs interplanétaires. L'amplitude de l'augmentation d'abondance varie de 20% à 150%, auquel cas l'hélium serait plus abondant que l'hydrogène. Les limites empiriques dérivées de

données EUV et visible ne permettent pas d'exclure des valeurs élevées (Habbal & Esser, 1994). Les données de UVCS/SOHO indiquent que la structure de l'abondance d'éléments bien étudiés comme l'oxygène en minimum d'activité est assez complexe (Raymond, et al., 1997), probablement liée à la configuration magnétique des streamers, et diffère de façon significative des concentrations d'oxygène dans le vent solaire (Marocchi, et al., 2001). La charge utile Herschel a été conçue pour étudier les variations d'abondance suggérées par les modèles théoriques et les observations disponibles, faisant ainsi la connexion entre les mesures chromosphériques et dans le vent solaire.

2.1.3 Diagnostics du vent solaire

Comme les raies coronales Lyman α de H I et He II sont formées par diffusion résonnante, elles donnent accès à la vitesse radiale d'écoulement du plasma en utilisant les diagnostics basés sur l'effet d'atténuation Doppler. Plusieurs analyses basées sur ces méthodes ont permis d'obtenir des vitesses d'écoulement en utilisant les observations de UVCS/SOHO des raies de H I 121.6 nm et du doublet O VI 103.2/103.7 nm (Kohl, et al., 1998) (Cranmer, et al., 1999) (Antonucci, et al., 2000). Selon ces résultats l'accélération du vent se produit proche du Soleil, approchant 400 km/s à 3 R_s , et l'accélération semble dépendre de la masse ou du rapport charge sur masse des particules.

L'efficacité de la diffusion dépend du recouvrement des profils chromosphériques et coronaux. Dans une atmosphère statique, ces deux profils se superposent alors que dans une région d'écoulement, le profil de diffusion est décalé par effet Doppler par rapport au profil d'excitation du disque, ce qui résulte en une perte d'efficacité, et donc une diminution de l'intensité. Cet effet est connu sous le nom d'atténuation Doppler (Doppler Dimming en anglais).

La quantité d'atténuation Doppler d'une raie formée par diffusion résonnante peut être déterminée à partir du rapport entre l'intensité totale de cette raie et l'intensité de la composante de la couronne visible formée par diffusion Thomson sur les électrons libres. L'intensité I_r d'une raie formée par diffusion résonnante est donnée par $I_r \sim A_{el} \times R \times D(w) \times \langle N_e \rangle$ où A_{el} est l'abondance de

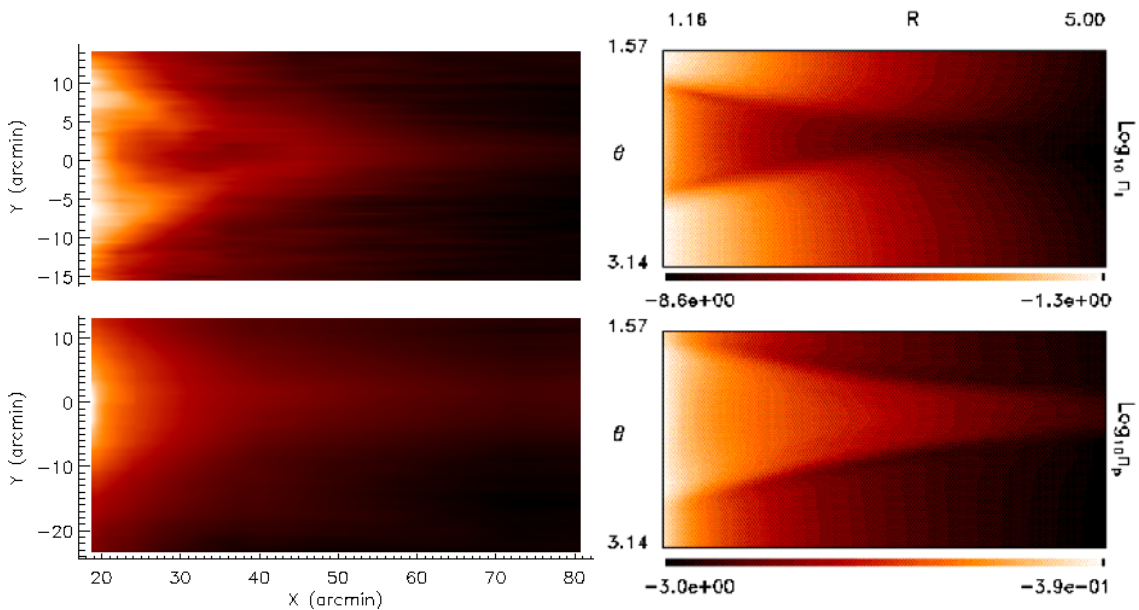


Figure 2.1-4. Gauche: images du streamer ouest obtenues le 12 octobre 1996 par UVCS dans les raies à 103.2 nm de O VI (haut) et Lyman α (bas). Droite : variations spatiales de la densité de O^{5+} (haut) et de protons (bas) dues à la friction Coulombienne entre He^{++} et H^+ dans un modèle de streamer (Ofman, 2000).

l'élément considéré, R est l'équilibre d'ionisation, $\langle N_e \rangle$ est la densité d'électrons intégrée le long de la ligne de visée, et $D(w)$ est le facteur d'atténuation Doppler. L'intensité de la couronne K formée par diffusion Thomson est donnée par $I_K \sim \langle N_e \rangle$. Donc les rapports pour l'hydrogène et l'hélium sont donnés par $I_r(\text{H})/I_K \sim R_{\text{H}} \times D_{\text{H}}(w)$ et $I_r(\text{He})/I_K \sim A_{\text{He}} \times R_{\text{He}} \times D_{\text{He}}(w)$. Les observables I_K , $I_r(\text{H})$, $I_r(\text{He})$ fournissent des contraintes fortes sur l'espace des paramètres A_{He} , $D_{\text{H}}(w)$, $D_{\text{He}}(w)$ du modèle empirique utilisé pour interpréter les observations. Une méthode itérative est alors utilisée pour dériver le jeu le plus probable de paramètres.

Du fait de son abondance, la détermination de la vitesse d'écoulement de l'hélium est importante pour notre compréhension des mécanismes d'accélération du vent. L'extension des diagnostics d'atténuation Doppler à l'hélium, qui a un rapport charge sur masse différent de celui des ions observés jusqu'à présent, permet de déterminer la dépendance de la vitesse d'écoulement vis à vis de ce paramètre. Les mesures faites par UVCS avec des raies de O VI et H I ont montré qu'il peut exister un chauffage différentiel entre les ions et les protons dans les régions d'accélération du vent. Les ions O^{5+} en-dessous de 2-2.5 R_{S} subissent une accélération bien plus forte que l'hydrogène neutre ou que les protons.

Par ailleurs, les observations UVCS de O VI et H I (Figure 2.1-4) ont montré que le cœur des streamers calmes est affecté par une déplétion d'oxygène qui peut être reliée soit à de la sédimentation gravitationnelle (Raymond, et al., 1997) soit à la stratification dynamique due à un entraînement réduit des ions dans le vent lent guidé entre les sous-streamers (Noci, et al., 1997). Si le cœur des streamers est caractérisé par des lignes de champ magnétique fermées, et si cette configuration est stable, la sédimentation gravitationnelle des ions lourds peut se produire (Raymond, et al., 1997). Par ailleurs, si un streamer est plus complexe et est formé de sous-streamers séparés par des lignes de champ ouvertes, la déplétion d'oxygène peut être liée à l'écoulement du plasma le long de ces lignes de champ proportionnellement à la friction Coulombienne entre les ions et les protons (Geiss, et al., 1970). La mesure de l'abondance d'hélium dans le cœur des streamers peut fournir un moyen de distinguer entre les deux possibilités. En fait l'hélium est léger et est moins affecté par les effets de sédimentation que les ions plus lourds comme l'oxygène, mais son facteur d'entraînement dans le vent lent est moins favorable. Donc, dans le cas de l'hélium, s'il y a sédimentation gravitationnelle, la déplétion du cœur serait réduite par rapport à l'oxygène, alors qu'elle serait augmentée si elle était due à de l'écoulement entre les sous-streamers.

L'observation simultanée du disque est nécessaire pour la dérivation de la vitesse d'écoulement de l'hélium. Jusqu'à présent, les diagnostics d'atténuation Doppler de O VI et H I ont toujours supposé que l'intensité du disque est constante, car la distribution d'intensité de ces raies sur le disque est largement inconnue. Mais j'ai montré (Auchère, 2005) que la prise en compte des non-uniformités du disque chromosphérique peut modifier l'intensité coronale modélisée de 20 à 30%, ce qui peut se traduire par une erreur encore plus grande sur la vitesse d'écoulement.

2.2 Conception et réalisation de HeCOR

L'instrument HeCOR a été conçu pour obtenir des images de la couronne solaire dans la raie à 30.4 nm de l'Hélium une fois ionisé. Les conditions aux limites principales étaient :

1. Une efficacité de l'instrument maximale étant donné le temps d'observation limité
2. L'enveloppe géométrique limitée dans le corps de la fusée sonde
3. L'utilisation de matériaux simples et/ou de composants disponibles

2.2.1 Concept général

J'ai étudié plusieurs variantes de coronographes EUV avant le projet Herschel. ECOR (EUV CORonagraph) était un instrument très similaire faisant partie du groupe de télescopes SHARPP proposé par le Naval Research Laboratory en réponse à l'appel d'offre pour l'instrumentation de la mission Solar Dynamics Observatory. Il travaillait à 19.5 nm mais le design général de HeCOR était déjà présent : un disque occulteur placé deux mètres devant la pupille de l'instrument, un miroir recouvert de multicouches pour sélectionner la bande passante, et un détecteur CCD. J'ai aussi étudié la possibilité d'accommoder un concept similaire à bord de la mission russe Coronas Photon, mais le projet n'a pas abouti.

HeCOR est conçu pour obtenir des images de la couronne solaire à 30.4 nm entre 1.2 et 4.5 R_s avec une résolution de 8.2 secondes de degré. J'avais montré durant ma thèse que dans un télescope en incidence normale fonctionnant à cette longueur d'onde, la lumière diffusée empêche la détection sûre du signal coronal. L'analyse d'un passage de Mercure devant la couronne a montré qu'au-delà de 1.2 R_s , la lumière diffusée représente plus de 50% du signal dans la bande à 30.4 nm de l'instrument EIT (Auchère & Artzner, 2004). L'observation de la couronne à cette longueur d'onde et au-delà de cette distance requiert donc l'utilisation d'un coronographe. De plus, l'essentiel de la lumière diffusée étant produite aux interfaces des premières optiques (filtre d'entrée ou miroir primaire dans le cas d'EIT), il était nécessaire d'utiliser un système à occultation externe.

Du fait du temps d'observation limité et de la faiblesse du signal attendu, il fallait maximiser l'efficacité de l'instrument, ce qui impliquait de minimiser le nombre d'optiques. HeCOR est donc un système à un miroir hors axe, et ce pour les mêmes raisons qui ont amené William Herschel à inventer ce type de télescope (les argentures de l'époque avaient une réflectivité limitée). Le schéma de principe de l'instrument est donné sur la Figure 2.2-1. Ses différents composants sont décrits dans les sections suivantes.

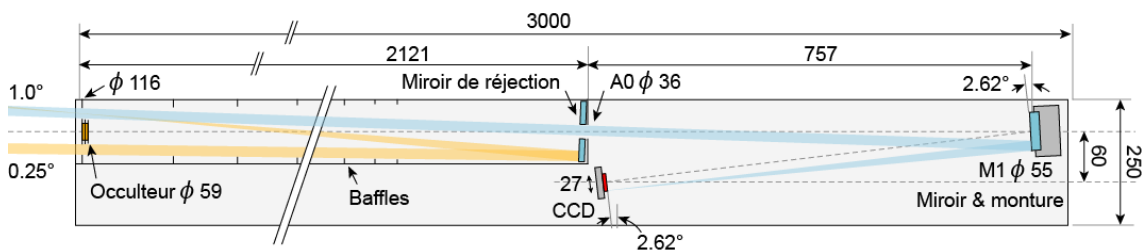


Figure 2.2-1. Schéma de principe de HeCOR

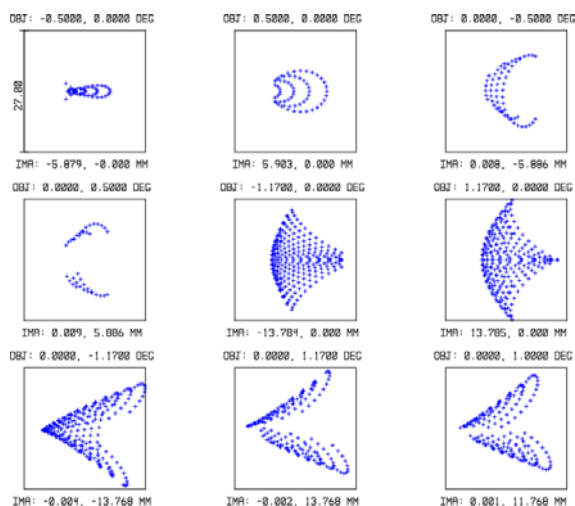
2.2.2 Télescope

2.2.2.1 Conception optique

Par simplicité, il était prévu d'utiliser comme détecteur un des modèles d'ingénierie des CCD de SECCHI. Ce sont des capteurs E2V CCD4280 amincis et éclairés par l'arrière dont les pixels carrés font $13.5 \mu\text{m}$ de côté. Le champ de vue requis de 4.5 R_s impose donc une focale de 673 mm. La forme du miroir minimisant la taille des taches image est une ellipse. Cependant, la Société Européenne de Systèmes Optiques (SESO) qui l'a réalisé offrait une solution de forme torique à un coût bien plus faible. Après avoir vérifié que la perte de résolution correspondante était négligeable, nous avons opté pour cette solution. La prescription finale du télescope est donnée dans la Table 2.2-1. La modélisation de l'instrument a été effectuée avec le logiciel ZEMAX. Le diamètre des taches images est inférieur à deux pixels ($27 \mu\text{m}$) dans tout le champ de vue.

Table 2.2-1. Prescription optique de HeCOR

Elément	Description
Pupille (A0)	Circulaire, $\varnothing = 36$ mm
Distance A0-M1	757.5 mm
Miroir (M1)	Tore concave R1 = 1347, R2 = 1350 mm Surf. utile $\varnothing = 54$ mm Excentrement = 60 mm Angle = -2.62°
Distance M1 - PF	674.24 mm
Plan focal (PF)	27.65×27.65 mm (2048×2048 pixels de 13.5 μm) Angle = -2.62°

Figure 2.2-2. Taches images nominales de HeCOR pour huit directions dans le champ de vue. Les carrés représentent un macropixel (27 μm).

Le tolérancement a été effectué en utilisant des macros pour déplacer les surfaces dans le modèle ZEMAX et calculer les dimensions correspondantes des taches images. Les rayons géométriques et RMS des taches images sont utilisés pour quantifier la qualité d'image. Le rayon géométrique maximum acceptable est fixé à un macropixel, soit 27 μm . Le déplacement maximum acceptable de l'image est ± 20 pixels ($\pm 1\%$ du champ de vue), soit ± 0.270 mm. Les tolérances déduites de cette analyse pouvaient être aisément respectées en incluant dans la conception mécanique des réglages simples de la focalisation et des rotations X et Y du miroir.

2.2.2.2 Réalisation du miroir

Les deux substrats (miroir de vol et rechange) du miroir de HeCOR ont été réalisés par la société SESO en silice fondue Homosil I, produit de la société Heraeus. Le polissage a été effectué par magnéto-rhéologie. Six échantillons plans de petites dimensions issus du même lot de matière ont aussi été réalisés pour servir de témoins pour les revêtements multicouches. Après recette chez le fournisseur, une mesure de forme a été réalisée par Raymond Mercier à l'Institut d'Optique.

2.2.2.2.1 Dépôt multicouches

Le dépôt de multicouches devait maximiser la réponse de l'instrument à 30.4 nm tout en minimisant la largeur de la bande passante. Etant donné l'état des développements technologiques à l'Institut d'Optique (IO) pour ces longueurs d'ondes, nous avons le choix entre un empilement classique Mo/Si ou l'utilisation d'un dépôt tri-matériaux $\text{B}_4\text{C}/\text{Mo}/\text{Si}$. Les multicouches Mo/Si réalisées par l'IO avaient fait leurs preuves avec EIT et EUVI, mais les structures tri-matériaux promettaient un gain de réflectivité significatif. La réflectivité à 30.4 nm des miroirs d'EUVI est de 21 à 24%, alors qu'il était possible d'atteindre plus de 30% avec ces nouveaux dépôts. Leur utilisation avait déjà été discutée au moment du choix des dépôts de EUVI, mais il avait finalement été décidé d'opter pour du Mo/Si étant donné le manque de recul que l'on avait à l'époque sur la stabilité du $\text{B}_4\text{C}/\text{Mo}/\text{Si}$. La thèse de Christophe Hecquet (Hecquet, 2009) ayant entre temps montré la très bonne tenue au vieillissement de ces structures, nous avons décidé de les utiliser. Au final les miroirs de HeCOR ont montré une bonne tenue au vieillissement, et la réflectivité maximale du miroir de HeCOR est de 32%, soit un gain d'environ 40% par rapport à EUVI.

Durant sa thèse à l'IO, Julien Gauthier avait réalisé une structure $B_4C/Mo/Si$ à 80° d'angle d'incidence qui a servi de base pour le revêtement de HeCOR. La structure a été modifiée pour les angles d'incidence du miroir. J'ai calculé qu'ils varient entre 86.10° et 88.65° , et que la variation n'est jamais supérieure à 1.5° pour une direction donnée. On peut vérifier que ces variations ne modifient pas sensiblement la position du pic de réflectivité et que l'on n'a donc pas besoin d'avoir recours à un gradient d'épaisseur. La structure finale optimisée pour une incidence moyenne est décrite dans la Table 2.2-2 (Auchère, et al., 2007). Les multicouches ont été déposées à l'IO par Arnaud Jérôme sur la machine MP800. Les échantillons d'essai et les témoins ont été mesurés sur le réflectomètre CEMOX du LIXAM et sur la ligne Bear du synchrotron Elettra (Trieste, Italie). La réflectivité de l'échantillon HeCOR1 mesurée à Elettra est donnée Figure 2.2-3.

Table 2.2-2. Structure multicouche optimisée à 30.4 nm.

Matériau	Épaisseur (nm)	Nombre de périodes
B ₄ C	3.67	12
Mo	2.62	
Si	10.1	
B ₄ C	3.67	1
Mo	2.62	
SiO ₂	Substrat	

2.2.2.2 Rugosimétrie

Les performances finales de HeCOR dépendant fortement du niveau de lumière diffusée instrumentale, nous avons procédé à une caractérisation détaillée des défauts des miroirs, sur des échelles allant de la forme à la rugosité, de façon à pouvoir modéliser la PSF (Point Spread Function) du télescope. Nous avons pu caractériser les défauts des substrats HeCOR 1 et HeCOR 2 à des fréquences spatiales allant de quelques 10 cm^{-1} à quelques 0.1 nm^{-1} . Nous avons par ailleurs vérifié sur des échantillons que les dépôts de multicouches n'entraînent pas d'augmentation significative de la rugosité.

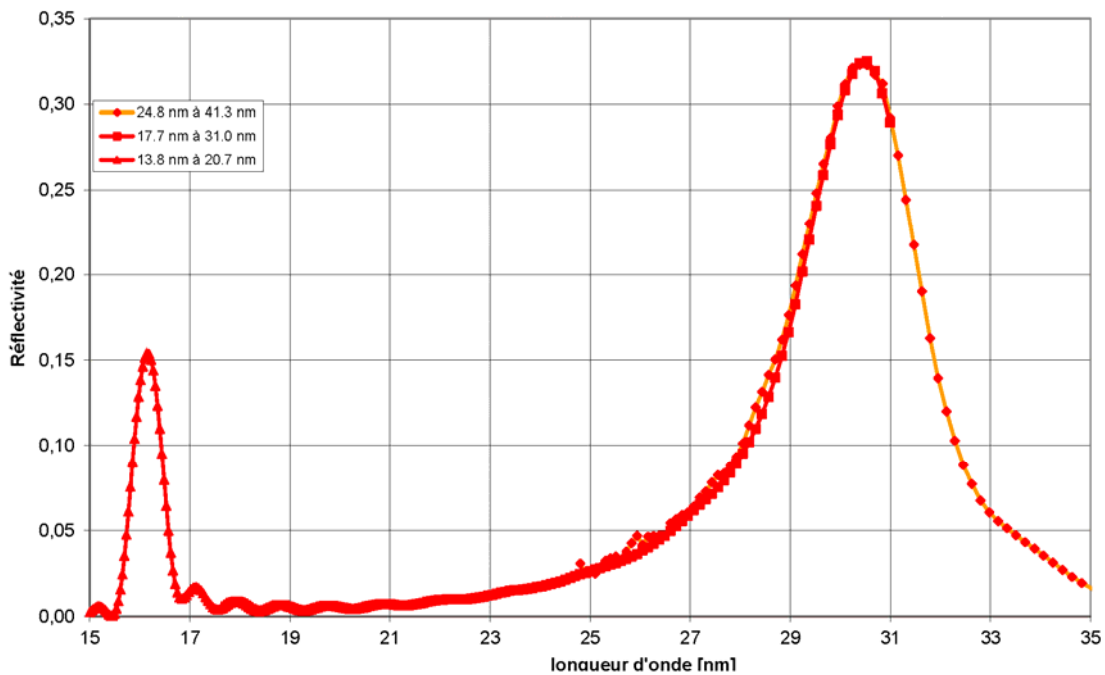


Figure 2.2-3. Réflectivité d'HeCOR1 (10 périodes sur Silice SESO) incidence 10° mesurée sur la ligne de lumière BEAR du synchrotron Elettra en mars 2006.

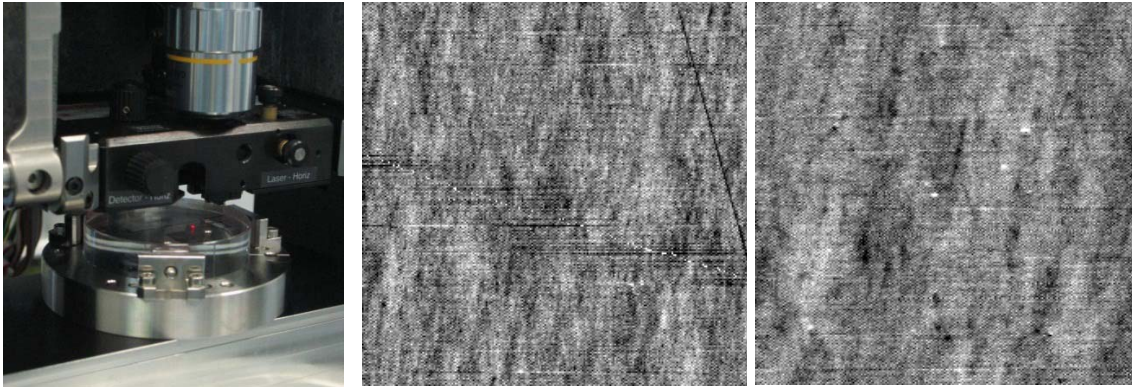


Figure 2.2-4. Cartes des défauts obtenues à l'AFM (à gauche) pour un champ de $16 \mu\text{m}$ (centre) et de $2 \mu\text{m}$ (droite).

Les fréquences supérieures à quelques μm^{-1} ont été caractérisées avec le microscope à force atomique (AFM) du groupe optique du synchrotron Soleil. Le panneau de gauche de la Figure 2.2-4 montre HeCOR 2 installé sur la platine de translation sous la tête de l'AFM. Les marques fiduciales marquant les axes du tore ont été alignées avec les axes de translation de l'appareil. HeCOR 1 a été mesuré au centre et à la moitié du rayon en Y, HeCOR 2 au centre et à la moitié du rayon en X et Y. Les panneaux du centre et de droite de la Figure 2.2-4 montrent deux exemples de cartes obtenues sur des champs de $16 \mu\text{m}$ et de $2 \mu\text{m}$. Entre le mm^{-1} et le μm^{-1} , j'ai utilisé les mesures faites par la SESO avec leur microscope Micromap 512. Pour les fréquences inférieures, j'ai utilisé les mesures de formes effectuées par Raymond Mercier à l'Institut d'Optique (IO). Ces différentes mesures ont été utilisées pour estimer la distribution spectrale de puissance (PSD) des miroirs, laquelle représente une première estimation de la PSF de l'instrument. Le résultat est présenté sur la Figure 2.2-5. On constate une bonne cohérence des différentes sections et ce malgré des dispositifs expérimentaux très différents. Les traits noirs fins correspondent à des ajustements linéaires sur les différentes sections. Le trait noir épais est un ajustement linéaire global (excluant les très basses fréquences).

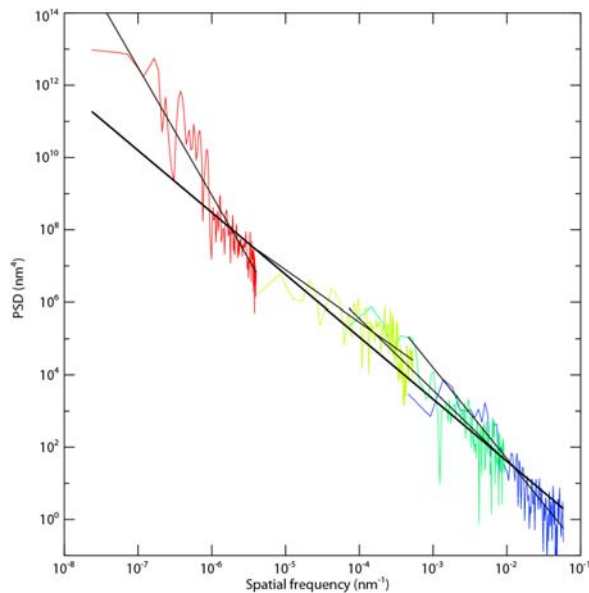


Figure 2.2-5. Distribution spectrale de puissance des miroirs de HeCOR. En rouge les mesures de forme de l'IO, en vert clair les mesures de rugosité de la SESO, en vert foncé et bleu les mesures AFM.

D'après ces mesures, la rugosité des substrats a été évaluée à 0.25 nm RMS , ce qui est en dessous de la spécification de 0.3 nm . Nous avons aussi mesuré la rugosité d'échantillons avant et après dépôt de multicouches, et nous n'avons pas constaté d'augmentation significative de la rugosité. Nous avons par la suite vérifié une fois l'instrument intégré que le niveau de lumière diffusée dans l'instrument était effectivement suffisamment bas pour permettre de remplir les objectifs (2.3.3). La lumière diffusée dans les télescopes EUV de type EIT ou EUVI n'ayant pas, comme HeCOR, un disque occulteur, est un facteur limitant pour les observations hors du bord du Soleil. Nous

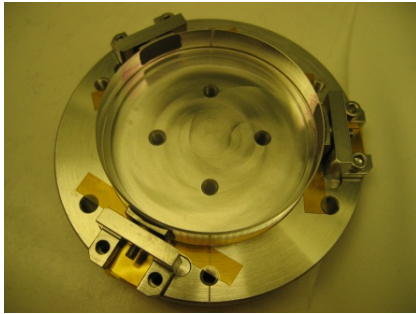


Figure 2.2-6. Etape de collage des pattes du miroir.



Figure 2.2-7. Vue avant (gauche) et arrière (droite) du miroir de vol dans sa monture.

répéterons donc ce type de mesure sur les miroirs de FSI / Solar Orbiter afin de modéliser la PSF de l'instrument et pouvoir ainsi déconvoluer les images.

2.2.2.2.3 Montage

Le miroir est tenu dans sa monture par trois lames flexibles garantissant un montage sans contraintes. La Figure 2.2-6 montre le collage des pattes du miroir HeCOR 1. La Figure 2.2-7 montre le miroir dans sa monture une fois intégré. Le capot avant sert de diaphragme délimitant la surface utile. L'ouverture de la face arrière permet des visées au théodolite pour contrôle optique du positionnement avant et après vibrations.

2.2.2.3 Plan focal

Le plan focal a été conçu à l'IAS et réalisé au NRL. Il comprend le capteur CCD, le doigt froid utilisé pour son refroidissement, ainsi que le filtre en aluminium servant à couper la lumière visible.

Le filtre en aluminium est un filtre standard TF-114 de la compagnie Luxel. Il s'agit d'un film de 150 nm d'épaisseur renforcé par une grille carrée en nickel ayant 70 traits par pouce et une transmission géométrique de 81%. La surface utile fait 28 mm de diamètre.

Le capteur CCD est un des modèles d'ingénierie de SECCHI. Il est choisi en fonction de son nombre de pixels et/ou colonnes défectueux. Son support d'origine a été légèrement modifié pour accommodation dans ce nouveau plan focal. Un doigt froid en cuivre connecte le capteur au circuit de refroidissement à l'azote liquide (Figure 2.2-8). Le plan focal est isolé thermiquement du banc optique par trois plots en Téflon. Le système permet aisément un

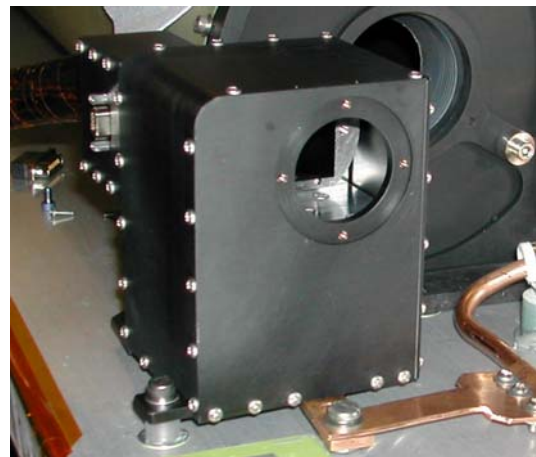


Figure 2.2-8. Plan focal de HeCOR. Le filtre aluminium est démonté, révélant ainsi le CCD. Le doigt froid en cuivre est connecté au circuit de refroidissement à l'azote liquide.

refroidissement du capteur à -70°C , ce qui garantit un bruit thermique négligeable durant les poses prévues de 30 secondes.

2.2.3 Système d'occultation

Le disque solaire est masqué par un occulteur placé environ 2 m devant la pupille d'entrée. Le télescope n'ayant qu'un miroir, il n'y a pas d'image intermédiaire où positionner un occulteur interne. Toute la performance de minimisation de la lumière diffractée repose donc sur le choix l'occulteur externe. J'ai opté pour un système classique à 3 disques successifs, chacun bloquant la diffraction du précédent. Ce système est utilisé par exemple sur le coronographe LASCO / C3.

Afin de vérifier que ce système permettait d'atteindre les performances requises, une campagne de tests a été effectuée au NRL en Novembre 2006. Le schéma de l'expérience est illustré par le panneau du haut de la Figure 2.2-9. Un collimateur illumine le système de disques occulteurs avec un faisceau parallèle dont l'ouverture angulaire est celle du Soleil. La lumière est amenée au foyer du collimateur par fibre optique. Un filtre rouge (700 nm) à bande étroite est positionné entre la sortie de la fibre et un diffuseur. Un diaphragme circulaire permet de simuler l'étendue angulaire du Soleil. Une caméra CCD refroidie à -30°C permet d'enregistrer des images de l'ombre des disques occulteurs. En faisant le rapport entre l'intensité mesurée en présence et en l'absence de l'occulteur, on obtient l'efficacité de celui-ci. Une densité neutre est insérée devant la caméra pour obtenir les images du faisceau direct sans saturer la caméra. Les intensités mesurées en présence de l'occulteur étant faibles (environ 10^{-5} du faisceau direct), l'expérience a été protégée le plus possible des sources de lumière parasites (diodes des appareils de mesure, etc.) avec des couvertures de plastique noir (images du bas de la Figure 2.2-9).

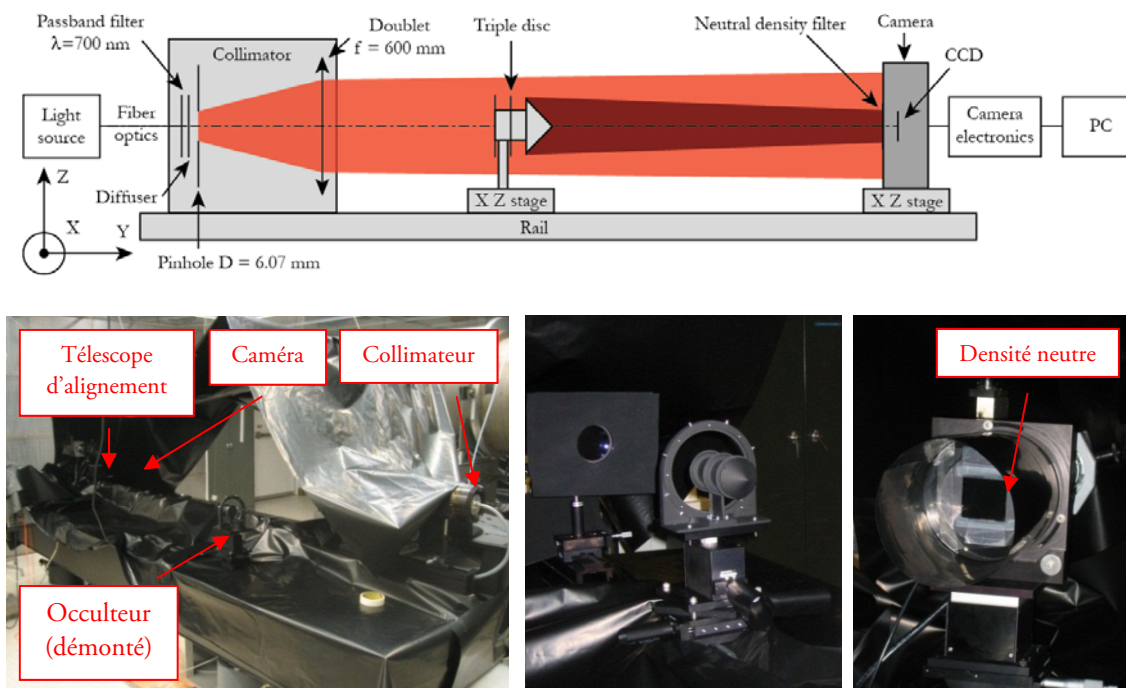


Figure 2.2-9. Haut : schéma du montage utilisé pour tester les disques occulteurs de HeCOR. Bas : vue générale du montage et vues de détail du système d'occultation et de la caméra.

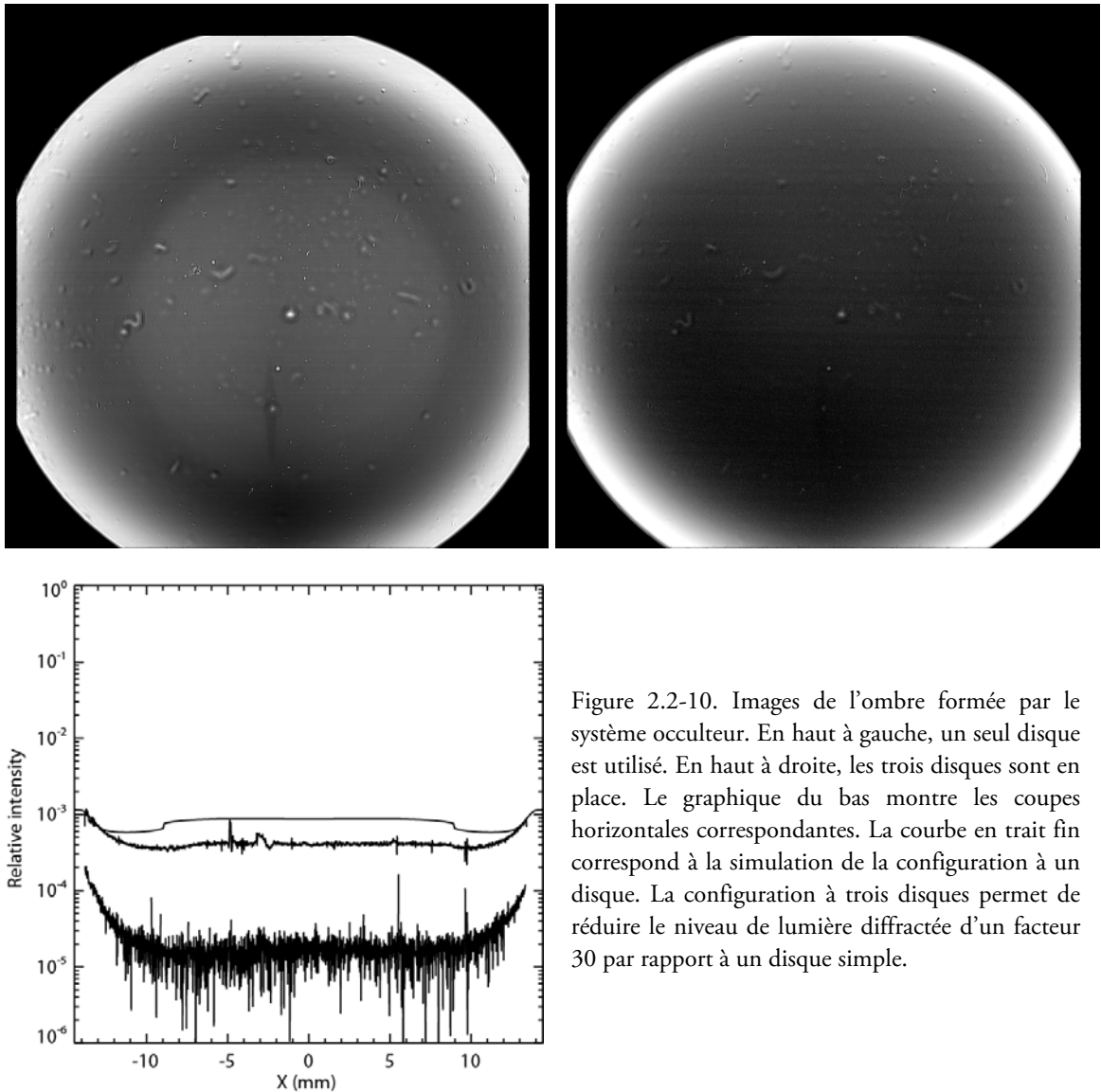


Figure 2.2-10. Images de l'ombre formée par le système occulteur. En haut à gauche, un seul disque est utilisé. En haut à droite, les trois disques sont en place. Le graphique du bas montre les coupes horizontales correspondantes. La courbe en trait fin correspond à la simulation de la configuration à un disque. La configuration à trois disques permet de réduire le niveau de lumière diffractée d'un facteur 30 par rapport à un disque simple.

Les résultats sont présentés Figure 2.2-10. Les deux images correspondent à des acquisitions obtenues avec un seul disque occulteur (à gauche) et avec trois disques (à droite). Le panneau en bas à gauche montre les coupes horizontales au milieu de ces images. La courbe en trait fin correspond à la simulation de la configuration à un disque. Le code de calcul de la diffraction Fresnel développé pour HeCOR ne permet que le calcul de l'ombre d'un disque unique. Le niveau observé avec un seul disque est environ deux fois plus faible que le niveau calculé. Ceci peut être dû à un effet de masquage supplémentaire par l'axe support des occulteurs non pris en compte dans la simulation. La simulation et les données montrent bien la tache de Poisson étalée par l'étendue angulaire de la source. Avec trois disques, l'ombre est environ 30 fois plus sombre et la tache de Poisson a disparu.

Les simulations donnant des résultats cohérents avec l'expérience à un facteur deux près, le code est utilisé pour calculer l'ombre d'un disque simple à 30.4 nm. On obtient une intensité plus faible dans le rapport des longueurs d'onde, soit 3×10^{-6} . En appliquant le même rapport 30 entre les configurations à un et trois disques, l'ombre du système occulteur complet à 30.4 nm est estimée à 1×10^{-7} , ce qui conforme à la spécification (courbe orange pointillée de la Figure 2.1-3). Les mesures effectuées ont donc permis de valider le concept du système d'occultation.

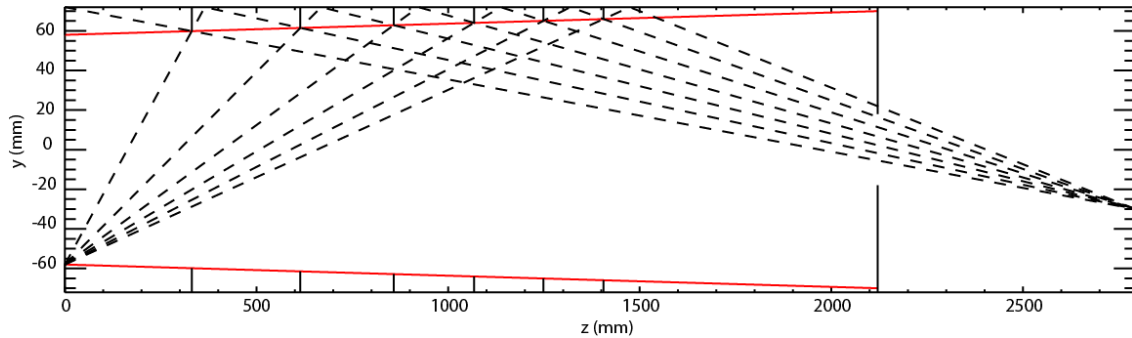


Figure 2.2-11. Illustration du principe du calcul du positionnement des diaphragmes dans le baffle avant.

2.2.4 Baffle avant et miroir de réjection

Les parois du tube du baffle avant ne sont jamais directement illuminées par le Soleil mais peuvent l'être par la lumière diffractée ou diffusée par la première ouverture. Des diaphragmes sont positionnés dans le tube de sorte que le miroir ne voit jamais directement des sections qui ne sont pas dans l'ombre d'un diaphragme. Le calcul de la position des diaphragmes s'effectue en partant de l'ouverture du baffle comme illustré par la Figure 2.2-11. Les traits rouges indiquent le cône de divergence correspondant à l'étendue angulaire du disque solaire. Les diaphragmes ne doivent pas être illuminés directement. La position de chaque diaphragme est donnée par l'intersection entre le cône de divergence du Soleil et la droite joignant le bord inférieur du miroir et le bord de l'ombre portée sur le tube du diaphragme précédent. On voit que six diaphragmes successifs sont nécessaires pour protéger le miroir. La lumière du disque solaire tombant au fond du tube est rejetée au moyen d'un miroir sphérique par l'ouverture d'entrée. Ce miroir n'ayant pas besoin d'avoir une qualité de forme élevée, il a été réalisé en aluminium massif recouvert d'un dépôt de 80 μm de Kanigène. Il a été poli à $\lambda/4$ pic à pic à 633 nm par la société Winlight Optics.

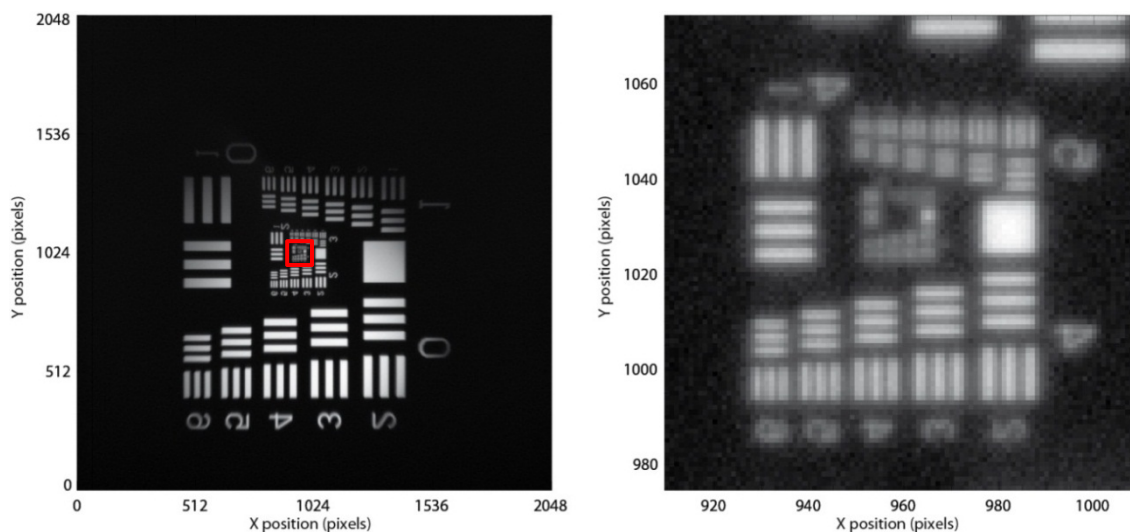


Figure 2.2-12. Gauche: image d'une mire de résolution au meilleur foyer. Le carré rouge correspond à la zone agrandie à droite.



Figure 2.2-13. La chambre SCOTCH du NRL. Gauche : le tube du collimateur. Le collimateur EUV était positionné à la place de la boîte noire. Droite : de l'autre côté du mur du fond sur la photo de gauche, en zone propre, la grande cuve et la table orientable sur laquelle est monté HeCOR. Le collimateur est à droite de l'autre côté du mur, en zone grise. L'ensemble du système est mis sous vide durant les tests.

2.2.5 Intégration et alignement

Une fois les composants du baffle avant montés sur le banc, une lunette auto-collimatrice a été alignée sur l'axe de l'instrument, défini mécaniquement par le centre du disque avant de l'occluteur et le centre du miroir de réjection M0. L'axe de l'occluteur a été aligné à ± 1.5 minutes de degré par rapport à cet axe. Le cube de référence a ensuite été positionné à l'avant du banc et a lui-même été aligné sur l'axe de l'instrument à quelques secondes de degré près. Le cube de référence a été installé par rapport à l'instrument et non l'inverse car il aurait été très difficile d'orienter un instrument de la longueur de HeCOR sur le banc. Ceci permettait aussi de n'avoir que peu de réglages sur les sous-systèmes, ce qui simplifiait grandement la conception mécanique. Le miroir et le plan focal ont ensuite été positionnés. L'orientation du miroir a été simplement ajustée en faisant l'image d'un collimateur aligné sur le cube de référence. La mise au point a été effectuée en utilisant une mire de résolution. La Figure 2.2-12 montre l'image obtenue au meilleur foyer. L'agrandissement de la zone centrale (à droite) montre que la résolution spécifiée de 4 pixels est atteinte.

2.3 Etalonnage

L'étalonnage de l'instrument a été effectué au NRL dans la chambre SCOTCH (Figure 2.2-13). Cette facilité a été construite pour étalonner les coronographes LASCO de SOHO, et a aussi été utilisée pour le télescope EUVI et les coronographes COR de STEREO. Une première campagne d'étalonnage a eu lieu en octobre 2008 et a permis d'obtenir les mesures présentées dans les sections suivantes. Une deuxième série de mesures a été obtenue après le vol en mai 2010 pour vérifier les principales performances de l'instrument. Nous avons ainsi pu constater que la sensibilité de l'instrument n'avait pas évolué de façon significative en deux ans. Ceci démontre en particulier la robustesse du revêtement du miroir.

2.3.1 Efficacité

Un collimateur EUV utilisant une lampe Damany alimentée à l'hélium a été installé en tête de ligne. Un diaphragme circulaire a été installé au foyer du collimateur pour simuler l'étendue angulaire du Soleil. La source était typiquement opérée à une pression comprise entre 50 et 250 mTorr pour une tension de 1500 V et un courant de 150 mA.

La mesure d'efficacité de l'instrument consiste à mesurer le flux détecté au foyer de l'instrument rapporté au flux incident. Le nombre de photons incidents est mesuré avec une photodiode IRD AXUV étalonnée au NIST installée sur l'occulteur (Figure 2.3-1) en utilisant la relation

$$D = \frac{V \times C}{e \times QE}$$

où V est la tension mesurée à la sortie du circuit d'amplification, C est le facteur de conversion de l'amplificateur entre Volts et Ampères, e est la charge de l'électron, et QE est le rendement quantique de la diode exprimé en électrons créés dans le circuit par photon incident.

L'instrument est incliné dans la chambre à vide pour amener la source de lumière au-dessus de l'occulteur (Figure 2.3-2). L'image n'est pas parfaitement circulaire car la source EUV n'illumine pas uniformément le diaphragme délimitant l'étendue angulaire du Soleil. En intégrant le signal enregistré et en le comparant avec la mesure effectuée avec la diode, on obtient l'efficacité de l'instrument. La compilation de plusieurs mesures donne

$$1.7 \times 10^{-10} \text{ DN.cm}^2.\text{photon}^{-1}.\text{sr}$$

En prenant en compte les diverses sources d'erreur, l'incertitude sur la mesure est estimée à environ 25%. Cette valeur est cohérente avec l'efficacité déduite de mesures indépendantes faites au niveau des sous-systèmes (filtre, miroir et détecteur). L'efficacité de HeCOR est environ 350 fois supérieure à celle d'EIT. Ceci s'explique par la résolution plus faible (facteur ~ 10), l'utilisation d'un seul miroir de réflectivité plus élevée (facteur ~ 12) et l'utilisation d'un seul filtre (facteur ~ 3).

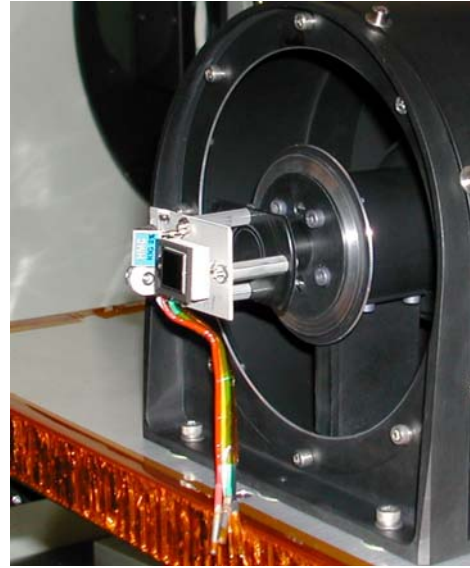


Figure 2.3-1. Photodiode montée sur l'occulteur pour mesurer le flux incident.

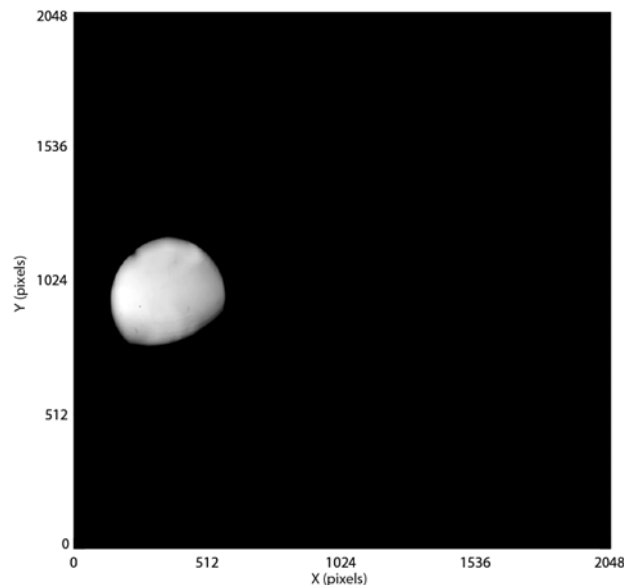


Figure 2.3-2. Image obtenue à 30.4 nm pour la mesure de l'efficacité de HeCOR. L'instrument est incliné dans la chambre de façon à amener la source simulant le Soleil au-dessus de l'occulteur.

2.3.2 Vignettage

La fonction de vignettage de HeCOR a été cartographiée en balayant le faisceau en tangage et en lacet. A partir des images obtenues, une image mosaïque est assemblée et comparée à la fonction de vignettage théorique. Le résultat est présenté Figure 2.3-3. La source de lumière n'étant pas uniforme (Figure 2.3-2), le balayage effectué ne peut simuler l'utilisation d'une source étendue homogène. Néanmoins, l'enveloppe de la modulation observée doit suivre le vignettage attendu, et c'est bien ce qui est observé. Vérifiant ainsi que le modèle de vignettage est valide et n'ayant pas de moyens de test permettant d'obtenir une mesure plus uniforme de la fonction de vignettage, c'est le modèle qui est adopté comme référence.

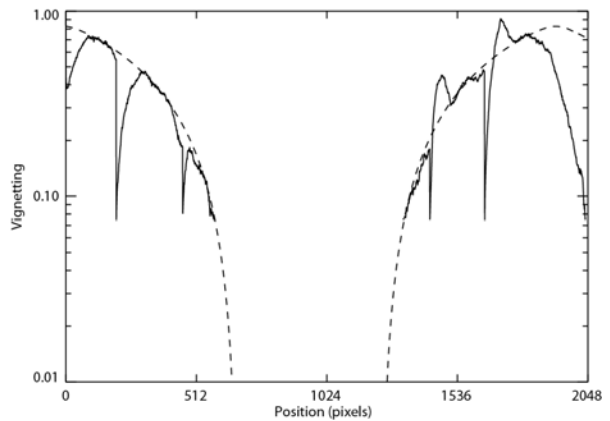


Figure 2.3-3. Vignettage mesuré (trait plein) et théorique (pointillé). Les écarts à la théorie sont dus à la non-uniformité de la source.

2.3.3 Lumière diffusée

L'évaluation du niveau de lumière diffusée dans l'instrument était particulièrement importante. En effet, c'est le niveau de lumière diffusée instrumentale qui a empêché l'observation fiable de la couronne à 30.4 nm dans les expériences précédentes comme CHASE ou EIT. Le niveau de lumière diffusée a été mesuré en lumière blanche car le niveau prévu à 30.4 nm aurait nécessité des temps de pose de l'ordre de 20 minutes, ce qui n'était pas permis par l'électronique de commande des caméras SECCHI utilisées. De plus, nous pouvions dans le visible obtenir une source de lumière très uniforme en remplaçant le collimateur EUV par une source de lumière intense couplée à un diffuseur.

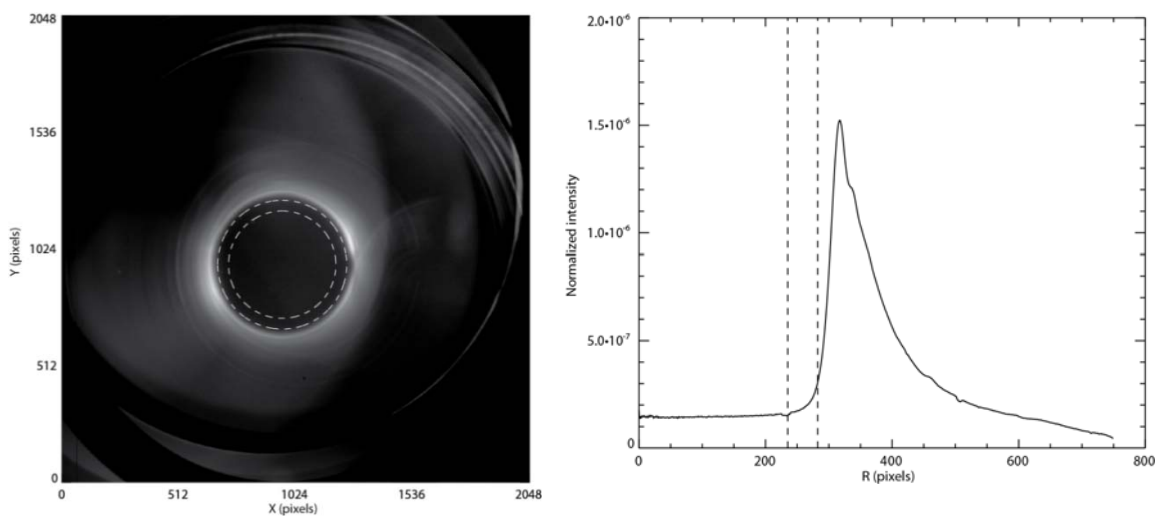


Figure 2.3-4. Gauche: figure de diffraction observée dans le visible. Droite : profil radial moyen de la figure de diffraction. Les limites pointillées correspondent au diamètre du disque solaire et à la coupure du vignettage.

L'instrument a été déplacé en roulis et tangage jusqu'à ce que la meilleure figure de diffraction soit trouvée (Figure 2.3-4). L'image est normalisée à l'intensité du faisceau incident obtenue en faisant une image de la source avec l'instrument dépointé. Les deux cercles pointillés représentent le diamètre du disque solaire et le diamètre de la coupure du vignettage. Des réflexions parasites sur les parois de la cuve sont visibles en bord de champ. Le panneau de droite montre le profil radial moyen de la figure de diffraction observée, avec ces deux mêmes limites indiquées en pointillés.

Nous avons déduit de ces balayages que l'erreur possible d'alignement de 3 minutes de degré de l'occulteur ne causait pas d'augmentation sensible de la lumière diffusée. L'intensité maximale de l'anneau de diffraction est 1.5×10^{-6} fois celle du disque solaire. Le niveau attendu à 30.4 nm est dans le rapport des longueurs d'onde, soit de l'ordre de 10^{-7} . Ces mesures ont montré que la lumière diffusée n'est pas détectable durant les 5 minutes d'observation.

2.4 Observations

2.4.1 Lancement

Après deux campagnes de tir avortées pour des raisons techniques (problèmes de vide essentiellement), la charge utile a été lancée le 14 septembre 2009 à 17h00 T.U. depuis White Sands Missile Range au Nouveau Mexique (Figure 2.4-1). La fusée sonde Terrier-Black Brant Mk I est un lanceur à deux étages à poudre. Le booster Terrier assure les 6 premières secondes de propulsion. L'étage supérieur Black Brant est ensuite allumé 12 secondes après T0 et brûle jusqu'à T0+44 s. Des ailerons canard assurent un guidage aérodynamique tant que l'engin est dans l'atmosphère. Une minute après le tir, la fusée, initialement mise en rotation sur son axe à environ 1 Hz, est stabilisée par un système de yo-yo. La charge utile se sépare du lanceur à T0+64 s. Le vol s'est déroulé de façon nominale, la charge utile atteignant 315 km d'altitude à l'apogée, ce qui est nettement supérieur à la prévision conservatrice basse à 3σ utilisée comme profil nominal. La Figure 2.4-2 montre l'altitude prévue (pointillé noir) et réelle (trait rouge) durant le vol.

Après acquisition du Soleil par le senseur fin et stabilisation, la première image a été obtenue 156 secondes après le lancement. Le temps d'observation de HeCOR a été de 6 m 52 s, ce qui a permis l'acquisition des 7 images de 40 secondes prévues, soit un temps de pose total de 280 secondes. Le temps restant correspond à la lecture du détecteur (20 secondes par image). Après la rentrée dans l'atmosphère, un parachute est déployé pour l'atterrissage, quelques dizaines de minutes après le lancement. La charge utile a été récupérée intacte et est réutilisable (Figure 2.4-3).

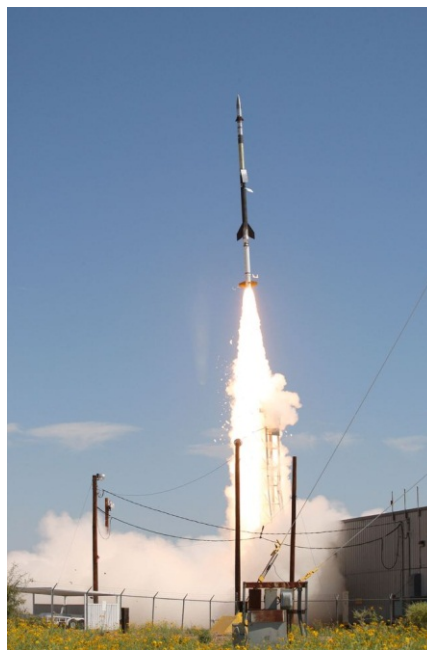


Figure 2.4-1. Lancement de l'expérience Herschel par une fusée sonde Terrier-Black Brant le 14 septembre 2009 à 17:00 T.U.

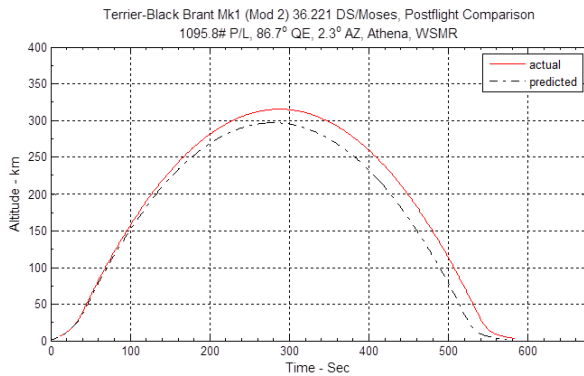


Figure 2.4-2. Altitude prévue (pointillé noir) et réelle (rouge) de la charge utile en fonction du temps.



Figure 2.4-3. Récupération la charge utile après le vol. Le parachute orange est visible à l'arrière-plan.

2.4.2 Réduction des données

2.4.2.1 Images brutes

La Figure 2.4-4 montre l'image #5 de la séquence obtenue en vol. A gauche on voit l'image totale, y compris les deux bandes sombres des underscan et overscan à gauche et à droite (colonnes virtuelles lues avant et après l'image). L'image de droite est un agrandissement de la région d'intérêt. On voit les différents artefacts qu'il a fallu retirer avant l'analyse photométrique : les oscillations horizontales modulant le courant d'obscurité, les oscillations à haute fréquence, et les fuites de lumière blanche dues à des trous dans le filtre. Ce dernier défaut est le plus gênant et le plus difficile à soustraire. Les différentes étapes de réduction des données sont décrites dans les sections suivantes. La Figure 2.4-8 illustre ces différents niveaux de traitement depuis les images brutes jusqu'à l'image composite finale.

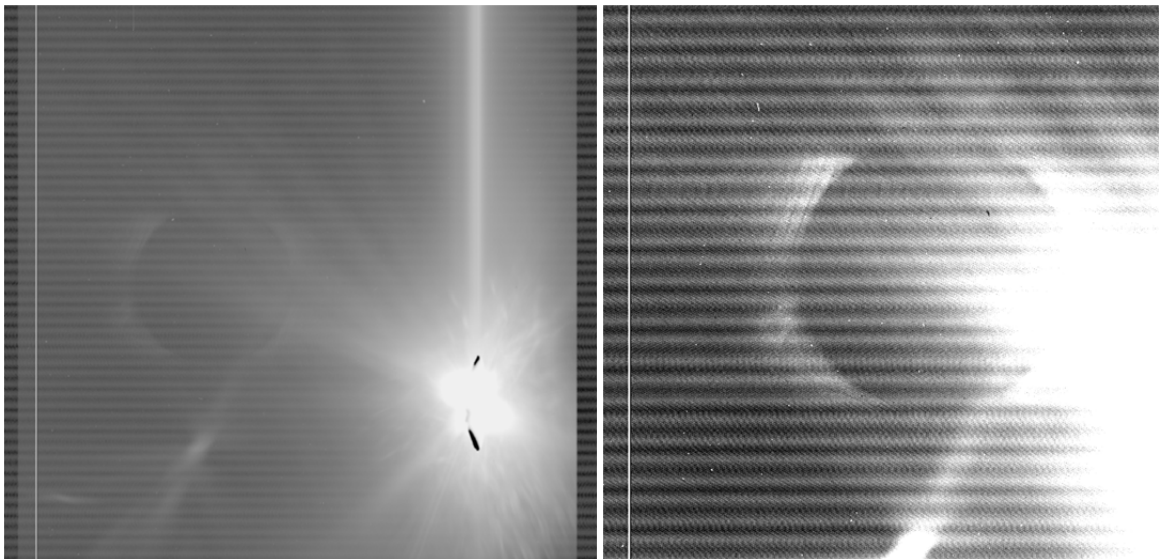


Figure 2.4-4. Image 5 de la séquence obtenue en vol. A gauche, image entière affichée en échelle logarithmique. A droite, zoom sur la région d'intérêt en échelle linéaire.

2.4.2.2 Soustraction du courant d'obscurité

Le courant d'obscurité présente une forte modulation périodique. Celle-ci n'avait jamais été observée lors des tests au sol. Elle est peut-être causée par l'alimentation à haute tension alimentant l'amplificateur du canal UV/EUV de SCORE. En moyennant les respectivement 50 et 78 colonnes des régions d'underscan et d'overscan, on obtient des estimations peu bruitées de la modulation observée du courant d'obscurité dans ces zones. On interpole ensuite linéairement entre ces deux estimations pour obtenir une carte du courant d'obscurité dans toute l'image (Figure 2.4-5). Après soustraction de cette carte, on obtient l'image B de la Figure 2.4-8.

2.4.2.3 Filtrage des interférences haute fréquence

On constate dans l'image B de la Figure 2.4-8 des interférences périodiques à hautes fréquences (d'une à quelques dizaines de pixels). Comme pour la modulation du courant d'obscurité, ces perturbations n'avaient jamais été observées au sol et peuvent être dues à des interactions entre les trois caméras. Ces interférences sont supprimées en appliquant un filtre dans l'espace de Fourier. Les fréquences incriminées sont identifiées en prenant le spectre de Fourier de lignes de l'image pour lesquelles les perturbations apparaissent nettement. On suppose que les fréquences responsables sont les mêmes partout dans l'image. Le filtrage de six fréquences permet de supprimer toutes les modulations visibles. Pour chaque ligne, on remplace alors dans le spectre les valeurs aux fréquences identifiées par une médiane des valeurs environnantes. La transformée de Fourier inverse donne l'image filtrée. Le résultat donne l'image C de la Figure 2.4-8. La différence avec l'image B, c'est-à-dire la modulation soustraite, est donnée Figure 2.4-6.

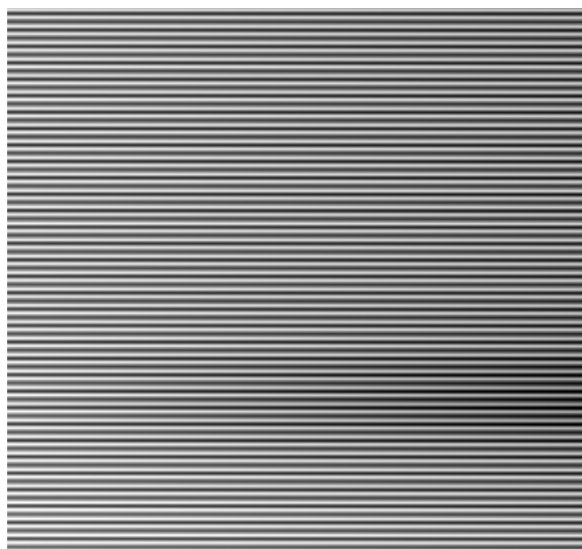


Figure 2.4-5. Carte de modulation du courant d'obscurité

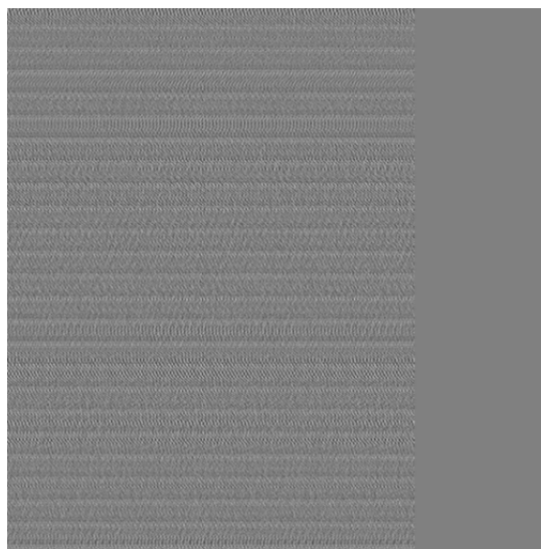


Figure 2.4-6. Modulation à hautes fréquences filtrée dans les images.

2.4.2.4 Suppression des fuites de lumière blanche

Les fuites de lumière blanche sont causées par deux défauts du filtre en aluminium. Une déchirure importante du filtre est située devant la partie inférieure droite de l'image, et un défaut bien plus petit devant la partie inférieure gauche (Figure 2.4-4). Ces défauts se sont développés durant le lancement. Le plus important est probablement dû à une poussière présente à l'arrière de

l'instrument qui aura perforé le filtre. La poussière s'est décollée et est restée sur place durant le décollage alors que le filtre avançait violemment vers elle.

Il a été possible d'obtenir une carte de cette contamination de lumière visible et de la soustraire des observations. La dernière image de la séquence de vol a été obtenue à une altitude telle que la composante EUV est très atténuée alors que la composante visible (la fuite de lumière) est inchangée. En soustrayant de cette image la précédente affectée d'un coefficient de pondération correspondant à l'extinction du flux EUV, on obtient une carte de la fuite de lumière. Cette image est cependant très bruitée car elle résulte de la soustraction de deux images. Avant de l'utiliser pour la soustraire des observations, un filtrage par ondelettes a donc été appliqué. La carte résultante est présentée Figure 2.4-7. Sa soustraction de l'image #5 de la séquence de vol produit l'image D de la Figure 2.4-8. Les structures au-dessus du bord solaire Est (l'image est inversée droite gauche par l'optique) sont maintenant visibles.

2.4.2.5 Suppression de la grille

La grille supportant le filtre aluminium placé devant le détecteur forme une ombre portée sur celui-ci. La modulation de l'image résultante est particulièrement visible dans la structure au-dessus du bord Nord-Ouest du Soleil dans l'image D de la Figure 2.4-8. Ce type de modulation est présent dans tous les télescopes imageurs dans l'EUV utilisant ce type de filtres. Il a été montré que cette modulation peut être annulée si la forme de la pupille d'entrée de l'instrument est identique à celle d'une maille de la grille support (Auchère, et al., 2011). Cette propriété est utilisée dans l'instrument FSI de Solar Orbiter, mais ne pouvait pas l'être pour HeCOR car la pupille à prendre en compte pour un coronographe à occultation externe est la pupille vignettée, laquelle varie dans le champ de l'instrument. L'ombre de la grille étant quasi-périodique, elle peut aisément être filtrée dans l'espace de Fourier. Après filtrage, on obtient l'image E de la Figure 2.4-8.

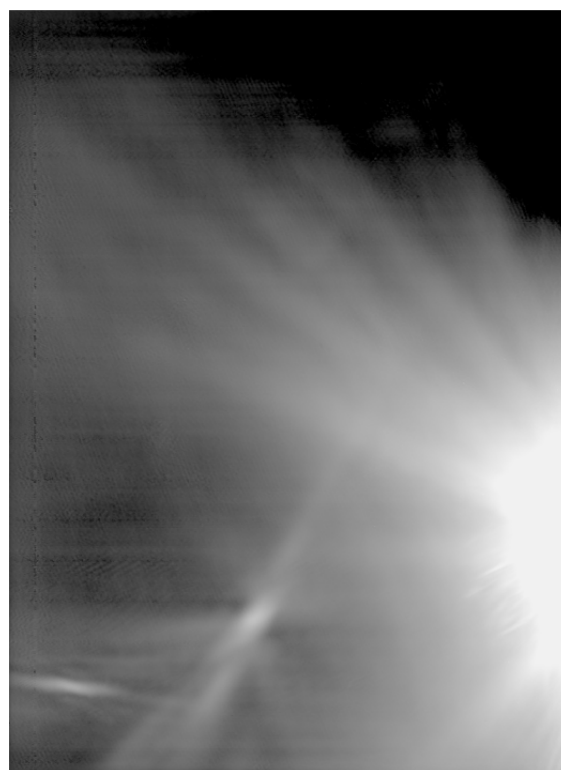


Figure 2.4-7. Modèle des fuites de lumière blanche.

2.4.3 Sommation et image finale

La dernière étape de traitement consiste à additionner les images de la séquence de vol. Pour cela les images ont été co-alignées de manière relative en utilisant la structure coronale nette clairement visible au-dessus du bord solaire O-SO. Un décalage de +6 pixels en X et -2 pixels en Y est détectable entre les images 1 et 2, puis aucun décalage par la suite, ce qui est cohérent avec les données de stabilité de l'instrument fournies par le contrôle d'attitude. Le panneau F de la Figure 2.4-8 montre l'image réduite finalement obtenue. L'essentiel de l'image de la couronne est restaurée, mais des artefacts résiduels sont encore visibles. Des pistes sont actuellement explorées pour améliorer la soustraction du courant d'obscurité et l'estimation de la fuite de lumière.

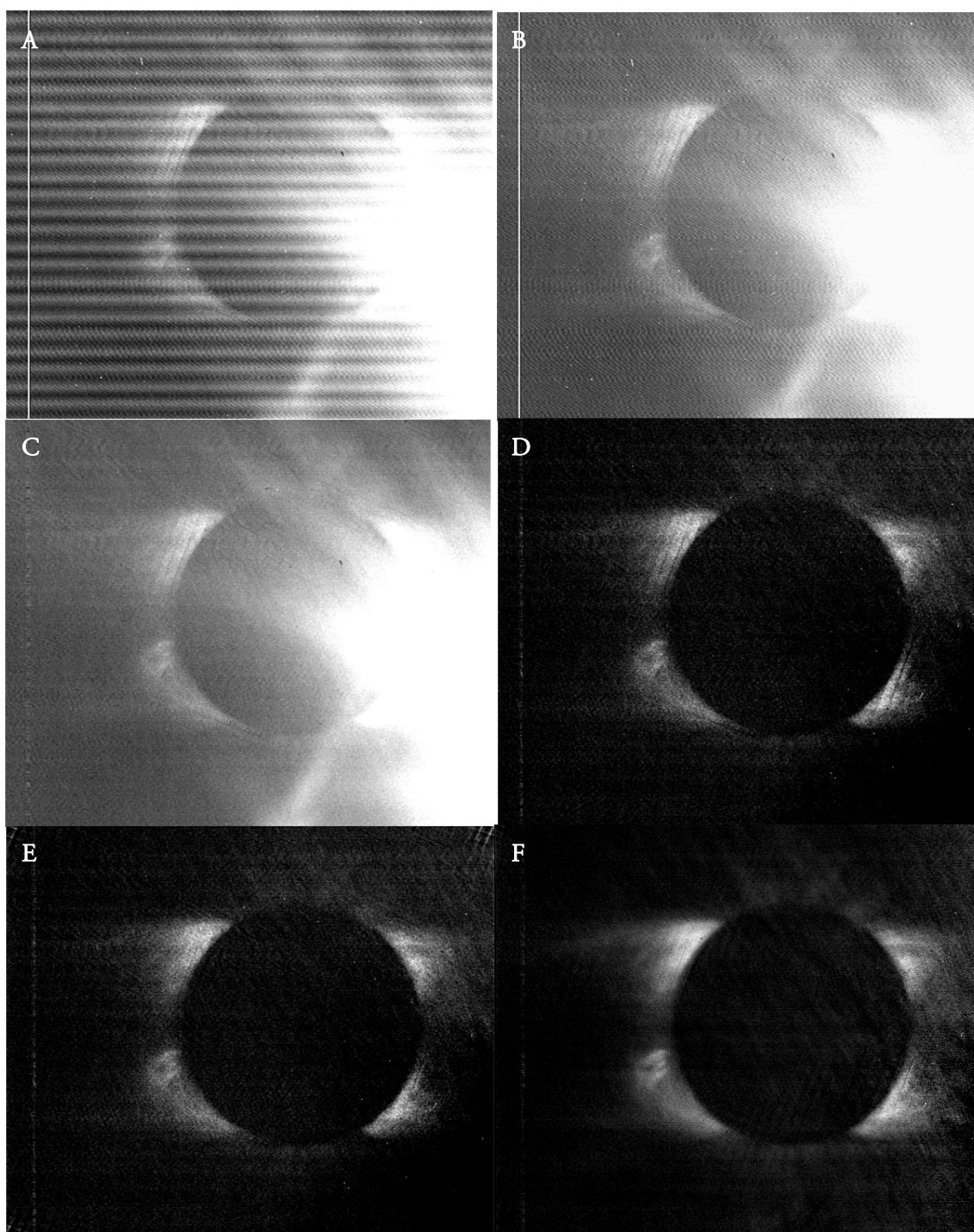


Figure 2.4-8. Les six étapes principales de traitement des données de HeCOR. Chaque panneau représente un agrandissement de l'image complète. A : l'image numéro 5 brute. B : soustraction du courant d'obscurité. C : filtrage de la modulation à haute fréquence. D : soustraction d'un modèle de la fuite de lumière blanche. E : filtrage de la grille. F : Après sommation des 6 premières images de la séquence de vol. Le nord solaire est en haut des images, l'ouest à gauche.

2.4.4 Observations simultanées

Une campagne d'observations coordonnées des instruments EIT, LASCO et UVCS de SOHO a été organisée en soutien au lancement de l'expérience. La Figure 2.4-9 montre une image composite entre les observations de HeCOR et celles obtenues simultanément par EIT. Du fait de l'importance de la lumière diffusée hors du disque solaire, l'image d'EIT a été déconvoluée en

utilisant la PSF déterminée durant des éruptions compactes intenses et des transits planétaires (Auchère & Artzner, 2004; Auchère, 2000). Le nord solaire est en haut et l'image de HeCOR est corrigée de l'inversion optique droite-gauche. Le co-alignement est réalisé uniquement sur la base des informations de pointage, sans avoir recours à des corrélations croisées, c'est-à-dire sans *a priori* sur l'identité des structures observées par les deux instruments. On constate une excellente connexion entre les structures observées dans la partie externe du champ d'EIT et la partie interne du champ de HeCOR. Les bords des streamers s'alignent parfaitement. On remarque aussi la continuation des plumes observées avec EIT au-dessus du pôle solaire Nord jusqu'à environ $1.7 R_{\odot}$ dans le champ de vue de HeCOR. L'accord entre HeCOR et EIT est attendu car les deux instruments ont des bandes passantes très similaires.

La Figure 2.4-10 montre une image composite à plus grand champ avec en plus de l'image d'EIT celle obtenue par LASCO C2. Alors que l'accord de HeCOR avec les structures observées par EIT est excellent, il est seulement partiel avec les observations de LASCO. Les plumes observées par HeCOR se prolongent dans le champ de C2, mais certaines structures visibles au-dessus du pôle Nord dans C2 n'ont pas de contrepartie dans HeCOR. Ceci peut être dû, au moins en partie, au

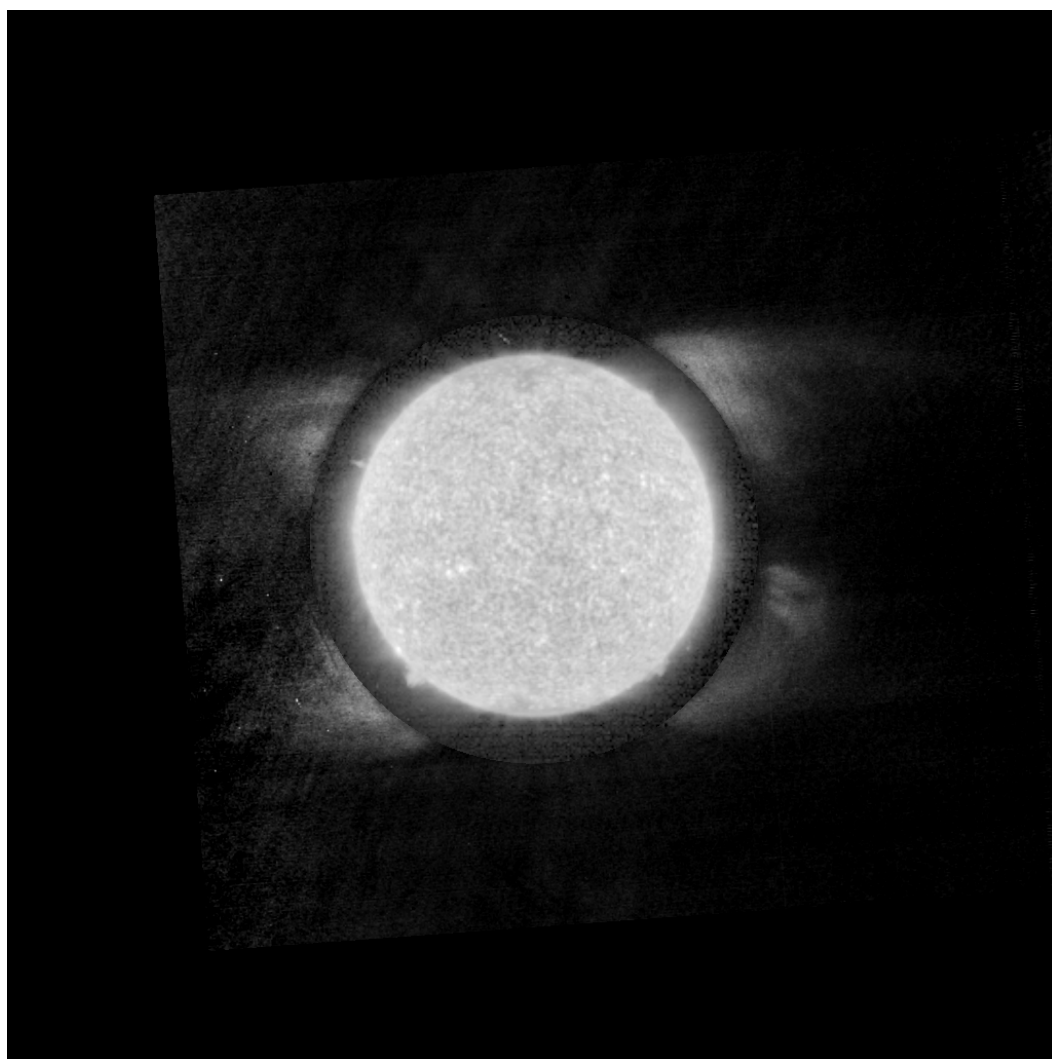


Figure 2.4-9. Composite de l'image obtenue par HeCOR avec celle obtenue simultanément par EIT. Le nord solaire est en haut de l'image, l'ouest à droite. On constate un très bon accord entre les structures observées par les deux instruments.

faible rapport signal bruit dans les données de HeCOR aux pôles. Les extensions visibles dans les streamers au-dessus du bord Ouest dans l'image de HeCOR s'alignent avec les parties les plus brillantes des streamers dans C2, Mais la structures des streamers est très différente entre HeCOR et C2. La déplétion entre les deux streamers est bien plus marquée dans HeCOR que dans C2.

LASCO C2 observe la diffusion Thomson du rayonnement photosphérique par les électrons libres de la couronne. L'intensité mesurée par C2 est directement proportionnelle à l'intégrale de la densité d'électrons sur la ligne de visée. En revanche, l'intensité mesurée par HeCOR est l'intégrale sur la ligne de visée d'une fonction dépendant de la densité électronique mais aussi de plusieurs autres paramètres dont la température des ions Hélium, leur abondance, etc. (voir la section 2.1.1) Les différences constatées entre HeCOR et C2 sont donc une indication que les variations d'intensité observées par HeCOR ne peuvent pas être dues à de simples variations de densité.

En plus de ces images, et afin de faciliter la compréhension de la structure de la couronne durant les observations, j'ai réalisé une série de films composites incluant les images EIT, LASCO C2 et LASCO C3 en utilisant le logiciel FESTIVAL (voir la section 3.3).

2.5 Résultats

L'image obtenue par HeCOR, une fois corrigée des défauts décrits dans la section 2.4.2, est

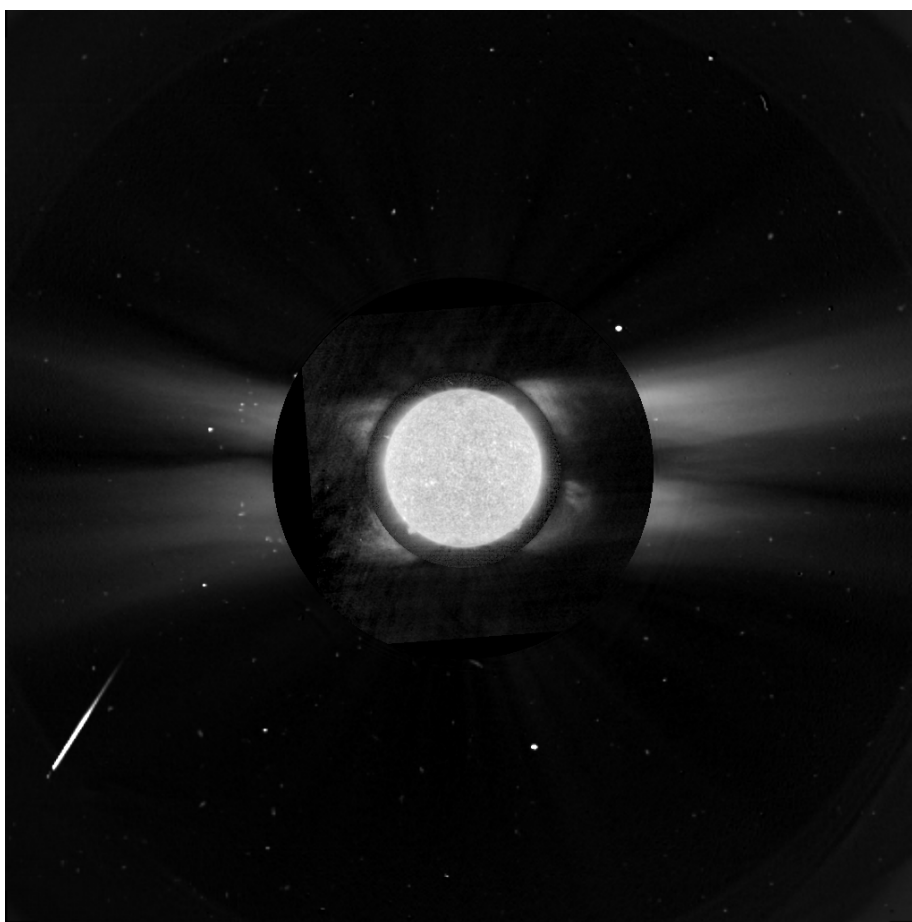


Figure 2.4-10. Composite de l'image HeCOR avec les observations d'EIT (champ interne) et LASCO C2 (champ externe).

convertie en unités de flux en utilisant l'étalonnage décrit dans la section 2.3. Il est fait de même avec l'image d'EIT, ce qui permet de comparer directement les intensités absolues enregistrées par les deux instruments. L'insert de la Figure 2.5-2 montre l'image composite EIT / HeCOR après cet étalonnage. La Figure 2.5-2 montre les profils d'intensité (trait plein) aux positions données par les lignes pointillées dans l'insert. On constate un excellent recouplement des profils d'intensité entre le champ de vue d'EIT et celui de HeCOR. Des discontinuités sont présentes (voir la courbe rouge par exemple) mais globalement, on peut considérer que les intensités sont en accord à un facteur 2 près. Ceci est tout à fait satisfaisant étant donné que les données d'EIT sont déconvoluées, que celles de HeCOR sont corrigées d'un important vignettage à l'intérieur du champ, et que les erreurs sur les étalonnages absolus des deux instruments sont chacun de l'ordre de 30% (hors déconvolution et vignettage).

2.5.1 Détection de la diffusion résonnante de l'Hélium

HeCOR est un télescope imageur dont la bande passante fait environ 1 nm de large. En plus de la raie principale à 30.4 nm de He II, plusieurs autres raies coronales sont incluses dans la bande. Avant de procéder à l'interprétation des intensités observées, il convient de déterminer quelles sont les contributions respectives des différentes raies.

La Figure 2.5-1 donne la réponse isotherme de HeCOR en fonction de la température des électrons. Les calculs ont été faits pour une densité de 10^9 cm^{-3} en utilisant l'équilibre d'ionisation de CHIANTI (Dere, et al., 1997) v7.0 (Dere, et al., 2009) et des abondances coronales. Le panneau de gauche montre que, comme dans tous les télescopes utilisant des optiques multicouches, HeCOR a une réponse non négligeable au plasma coronal. Le Si XI, avec sa raie à 30.33 nm, est évidemment un contributeur important autour de 1.5 MK. Mais on voit aussi que le Fe XV contribue à 2 MK et le Mg VIII et le Fe IX autour de 0.8 MK. Afin de quantifier ces différentes contributions dans les observations, nous avons procédé à la modélisation de l'intensité de toutes les raies formées par collisions d'une part, et à celle de la composante de diffusion résonnante de l'hélium d'autre part.

Pour les composantes formées par collisions, nous avons utilisé le code de Mesure Différentielle

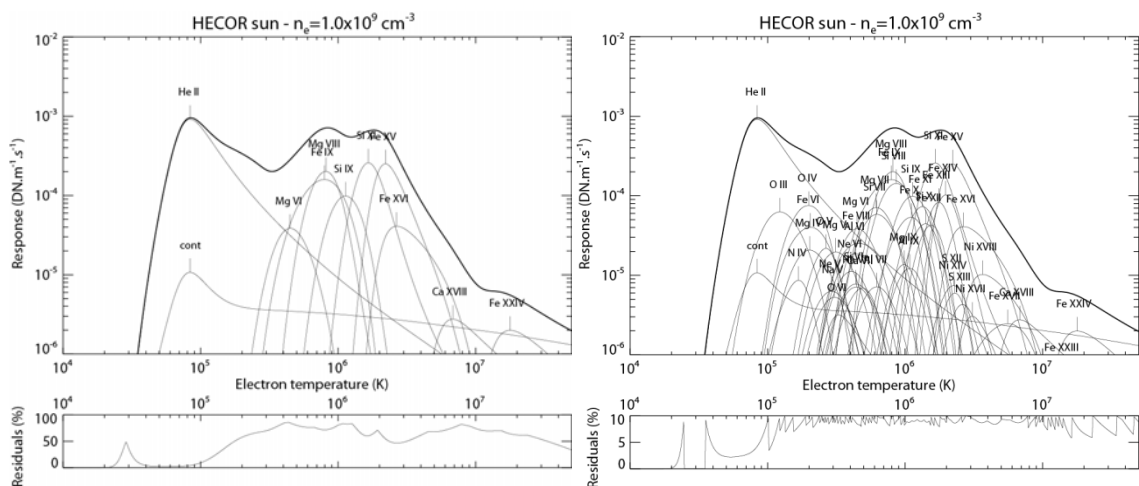


Figure 2.5-1. Réponse de HeCOR à un plasma isotherme en fonction de la température des électrons. La courbe en trait épais donne la réponse totale. Les courbes en trait fin donnent la contribution des contributeurs majeurs. A gauche, seuls les ions dominant la réponse à au moins une température sont représentés. A droite sont inclus tous les ions contribuant à 90% de la réponse.

d'émission développé durant la thèse de Chloé Guennou (voir la section 3.2). Nous nous limitons à une inversion isotherme, la DEM étant alors réduite à une fonction δ . En effet, nous ne disposons que des trois bandes passantes coronales de EIT pour effectuer l'inversion, ce qui n'est pas suffisant pour contraindre une DEM plus complexe. L'inversion isotherme des bandes de EIT est potentiellement biaisée si le plasma coronal est en réalité multitherme (Weber, et al., 2005). Nous garderons ces limitations en têtes lors de la discussion des résultats. Une fois la mesure d'émission et la température ainsi obtenues pour chaque pixel dans le champ de vue, il est possible de calculer la radiance de toutes les raies spectrales contenues dans la bande passante. Après pondération par la réponse spectrale de l'instrument (voir la section 2.2.2.2.1) et sommation, on obtient les intensités données par les traits pointillés colorés dans la Figure 2.5-2.

Pour modéliser la composante de diffusion résonante à grande distance du bord solaire, nous avons utilisé le code développé par (Auchère, 2005) avec la densité électronique de (Gibson, et al., 1999), et la température de (David, et al., 1998). Ces valeurs sont caractéristiques de périodes de Soleil calme pour des régions équatoriales. La vitesse de plasma est supposée nulle. Etant donné que l'atténuation Doppler ne peut que faire baisser l'intensité, le signal modélisé constitue donc une limite haute. On obtient la courbe noire pointillée de la Figure 2.5-2. On constate un bon accord avec le signal mesuré par HeCOR au-dessus de 1.6 R_s , les valeurs modélisées étant peut-être un peu élevées, ce qui peut s'expliquer par le fait que le modèle est statique.

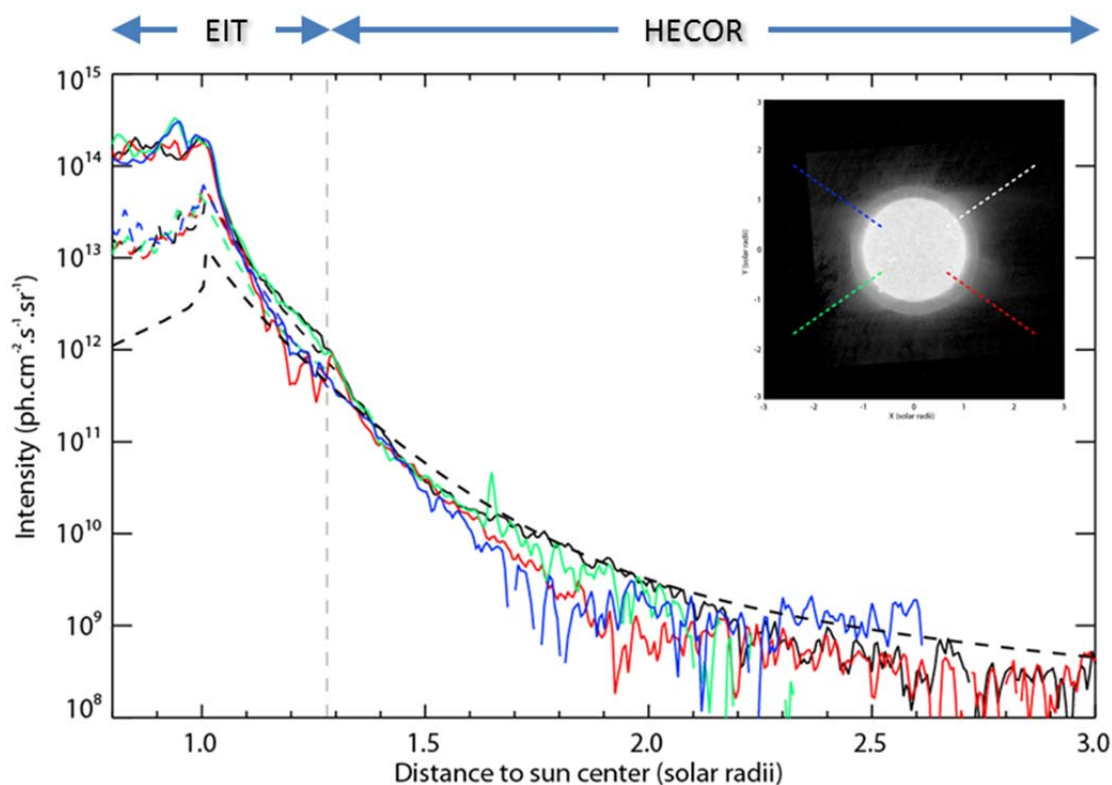


Figure 2.5-2. Profils d'intensité aux positions données dans l'insert, suivant le code de couleurs. En dessous de la ligne pointillée verticale, les courbes de couleur en trait plein sont les données d'EIT. Au-dessus, ce sont celles de HeCOR. Les courbes de couleur en pointillé correspondent à une modélisation des raies formées par collisions dans le champ de vue d'EIT. La courbe en pointillé noir correspond à la modélisation de l'intensité de la raie de He ii pour une période de Soleil calme. Le bon accord de ce modèle avec les observations, ainsi que la décroissance rapide des raies formées par collisions indique que le signal est dominé par la diffusion résonante de He II au-dessus de 1.6 R_s .

Les composantes formées par collisions permettent d'expliquer la totalité du signal observé dans le champ de vue de EIT, aux erreurs d'étalonnage près. A l'inverse, la composante radiative de He II permet d'expliquer toute l'intensité observée dans le champ de vue de HeCOR. On constate par ailleurs un changement de pente entre les régions les plus proches du bord et les zones les plus éloignées. En effet, les raies formées par collisions ont une intensité qui décroît comme N_e^2 alors que la diffusion résonante produit un signal proportionnel à N_e . On observe ce changement de régime entre les champs de vue de EIT et HeCOR. En dessous d'environ $1.6 R_S$, le signal est donc dominé par les composantes formées par collisions. L'intensité de celles-ci décroît rapidement et au-dessus de $1.6 R_S$ le signal est dominé par la raie à 30.4 nm de He II, laquelle est formée par diffusion résonante du flux chromosphérique. Il est intéressant de constater que les intensités mesurées avec HeCOR sont tout à fait cohérentes avec les calculs photométriques effectués dès 2003 pour préparer la proposition de l'instrument (Figure 2.1-3).

Etant donné les performances de l'instrument mesurées en laboratoire (voir les sections 2.2.2.2 et 2.2.3), il peut être exclu que le signal détecté soit de la lumière diffusée. Nous avons donc mis en évidence de façon non ambiguë la présence de diffusion résonante de la raie à 30.4 nm de He II dans la couronne jusqu'à au moins $3 R_S$. Ceci représente l'une des premières détections sûres, si ce n'est la première. L'instrument SPIRIT sur le satellite russe CORONAS-F embarquait un spectrohéliographe utilisant un réseau objectif en incidence très rasante (Zhitnik, et al., 2003). Cet instrument, qui a volé entre 2002 et 2005, permettait de séparer les raies de He II et de Si XI et certaines des observations montrent une extension de l'émission à 30.4 nm loin au-dessus du bord solaire. Cependant, les données de cet instrument n'ont pas encore été analysées de façon assez poussée pour pouvoir conclure que le signal observé n'est pas de la lumière diffusée. Il serait cependant très intéressant de comparer les mesures effectuées par HeCOR et par cet instrument car ils sont en fait complémentaires. HeCOR dispose de résolution spatiale, alors que SPIRIT fournit une information spectrale précieuse.

2.5.2 Variations locales de l'abondance d'hélium

L'un des objectifs de HeCOR était de détecter des variations de l'abondance d'hélium (voir la section 2.1.2). Après avoir démontré que le signal observé provient bien de la diffusion résonante du flux chromosphérique par les ions He^+ de la couronne, nous devons déterminer la cause des variations d'intensité observées dans l'image enregistrée, et en particulier la nature des 'cornes'

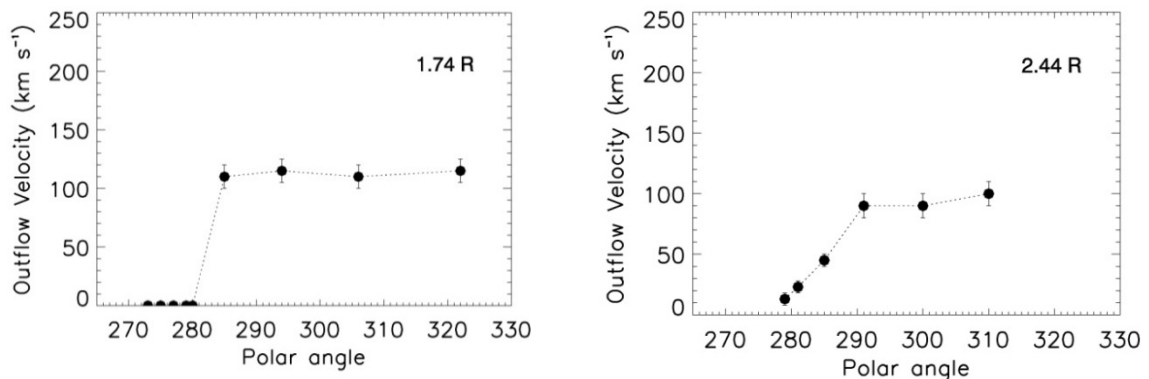


Figure 2.5-3. Vitesses d'écoulement des ions O^{5+} en fonction de l'angle polaire au-dessus du bord Ouest du Soleil pour deux altitudes, déterminées à partir des observations effectuées durant le vol de Herschel par UVCS (Communication privée de L. Abbo). Les angles sont comptés dans le sens trigonométrique à partir du pôle nord.

visibles au-dessus du bord ouest du Soleil (Figure 2.4-9). Nous avons déjà mentionné plus haut (section 0) que ces structures ne peuvent s'expliquer uniquement par des variations de la densité d'électrons. A part la densité, l'intensité de la raie dépend de la température des ions diffuseurs, de l'abondance, et de la vitesse d'écoulement du plasma. A partir des observations effectuées durant le vol de Herschel par UVCS, Lucia Abbo a déterminé la vitesse d'écoulement des ions O^{5+} avec la méthode d'atténuation Doppler décrite par (Antonucci, et al., 2011) pour deux altitudes au-dessus du bord Ouest du Soleil. Les vitesses obtenues sont inférieures à 100 km.s^{-1} aux deux altitudes. La vitesse d'écoulement de l'hélium est probablement différente, mais étant donné le rapport q/m de l'hélium, les observations de UVCS montrent que la vitesse des ions O^{5+} peut être considérée comme une limite haute (Cranmer, et al., 1999). La vitesse des ions He^+ est très probablement inférieure.

Sur la Figure 2.5-4, j'ai tracé l'intensité théorique de la raie Lyman α de He II en fonction de la température et de la vitesse d'écoulement. On constate que pour des vitesses d'écoulement de l'ordre de celles obtenues avec UVCS, l'intensité de la raie décroît avec la température. Ceci s'explique par le fait que lorsque la température augmente, le profil d'absorption devient plus large et le recouvrement avec le profil d'excitation est plus faible (voir la section 2.1.1). A des vitesses plus élevées, par exemple 400 km.s^{-1} , le profil d'absorption est décalé par effet Doppler par rapport au profil d'excitation. Si la température de la couronne est faible, on a donc une diminution de l'efficacité de la résonance par rapport au cas statique. Mais si la température augmente, alors l'efficacité augmente de nouveau car le recouvrement des deux raies est meilleur.

Comme indiqué plus haut nous avons estimé la température à la base du champ de vue de HeCOR en effectuant une inversion isotherme des observations de EIT. Les iso-contours de température obtenus sont présentés Figure 2.5-5. On constate une corrélation nette entre la température et les structures quadru-polaires visibles dans le champ de EIT et dans la partie interne du champ de HeCOR. Les 'cornes' s'étendant au-dessus du bord Ouest du Soleil ont leur base dans les régions les plus chaudes. L'estimation de la température obtenue avec l'hypothèse isotherme est

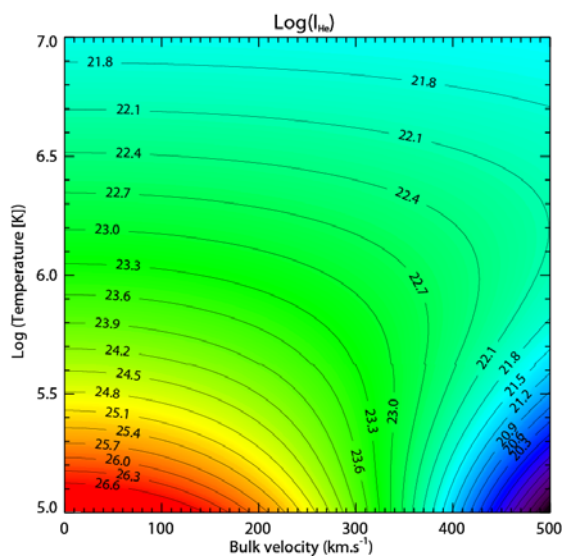


Figure 2.5-4. Intensité théorique de la raie Lyman α de He II en fonction de la vitesse d'écoulement du plasma et de la température. Pour des vitesses inférieures à 300 km.s^{-1} , l'intensité décroît avec la température.

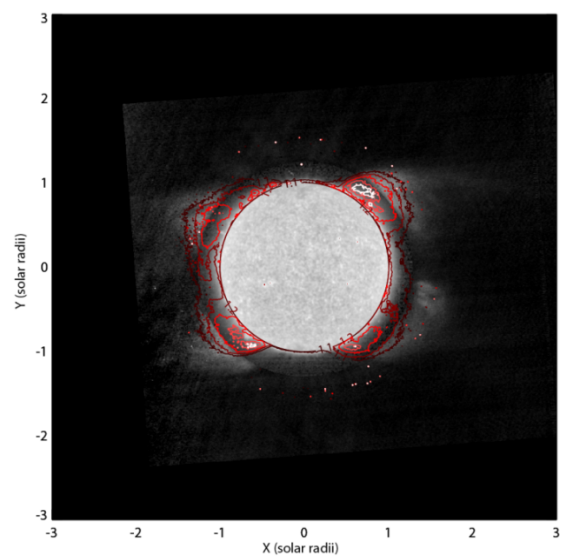


Figure 2.5-5. Iso-contours de température (du rouge sombre au blanc, 0,9, 1,0, 1,1 et 1,2 MK) superposés à l'image composite EIT / HeCOR. Les structures quadru-polaires observées par HeCOR coïncident avec des régions de température plus élevée.

à prendre avec précaution (Weber, et al., 2005) (Guennou, et al., 2012). Cependant, même si l'on peut questionner les valeurs absolues, la présence d'une variation montre bien que les conditions physiques changent dans ces structures quadru-polaires par rapport au reste de la couronne, avec vraisemblablement une augmentation de la température.

Au final, nous déduisons donc de la Figure 2.5-4 que les structures observées par HeCOR ne peuvent être produites par des variations de température. En effet, pour des vitesses d'écoulement plausibles du plasma, une augmentation de température dans ces régions se traduit par une diminution de l'intensité théorique, alors que l'on constate une augmentation. Au lieu d'expliquer ces structures, les variations de température en renforcent en fait l'importance. Les structures ne peuvent donc s'expliquer que par des variations d'abondance.

Cette conclusion est confirmée par les observations de SCORE, l'autre coronographe embriqué à bord de Herschel. La Figure 2.5-6 montre les deux images obtenues par SCORE dans les raies Lyman α de H I (gauche) et He II (droite). Du fait de déplacements des optiques durant le lancement, l'instrument n'a pu observer que la moitié Ouest de la couronne. Le champ de vue est plus réduit que celui de HeCOR et le rapport signal bruit plus faible. Néanmoins, on retrouve bien dans l'image de droite les structures observées par HeCOR. Dans l'image de gauche par contre, le contraste est beaucoup moins grand entre l'équateur et les régions de latitude moyenne, ce qui est cohérent avec les observations en lumière blanche de LASCO C2. Le rapport des intensités de deux raies Lyman α de H I et He II dépend beaucoup moins de la température et de la vitesse d'écoulement que les intensités elles-mêmes. En effet, nous avons déjà mentionné (section 2.1.1) que la dépendance de l'équilibre d'ionisation avec la température est similaire pour l'hydrogène et l'hélium, et il en est de même pour l'efficacité de la diffusion résonnante. Le rapport des deux raies, qui peut s'exprimer par

$$\frac{I_{He}}{I_H} = A_{He} \frac{N_{He^+}/N_{He}}{N_{H^0}/N_H} \frac{B_{12}^{He}}{B_{12}^H} \frac{I_t^{He}}{I_t^H} \frac{f(v_{He}, T_{He})}{f(v_H, T_H)}$$

donne donc l'abondance d'hélium si l'on a une estimation de la température et de la vitesse. Si la valeur obtenue est peu dépendante de ces deux grandeurs, il est cependant nécessaire d'obtenir un étalonnage précis des deux canaux. Or l'étalonnage de SCORE est très incertain du fait de la forte modification de la fonction de vignettage ayant résulté des problèmes subis durant le tir. Le rapport des deux images est cependant nettement plus élevé au niveau des structures observées par HeCOR. Ces dernières ne peuvent être expliquées par les variations résiduelles du rapport avec la température et la vitesse. On conclut donc de nouveau à des variations de l'abondance d'hélium.

Il est intéressant de noter que cette variation de l'abondance d'hélium est détectée à une altitude au-dessus du bord solaire pour laquelle très peu d'observations EUV existent. Ceci explique très certainement pourquoi les tentatives passées de détecter ces variations, effectuées avec des instruments limités à des altitudes faibles, aient été infructueuses (Laming & Feldman, 2003). De

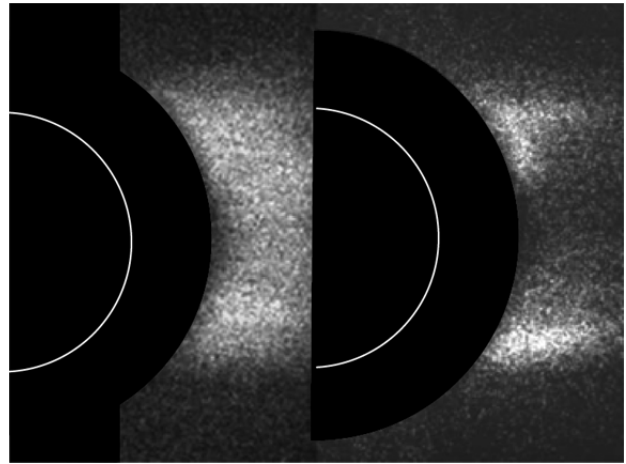


Figure 2.5-6. En niveaux de gris, les observations de SCORE dans les raies Lyman α de H I (gauche) et He II (droite).

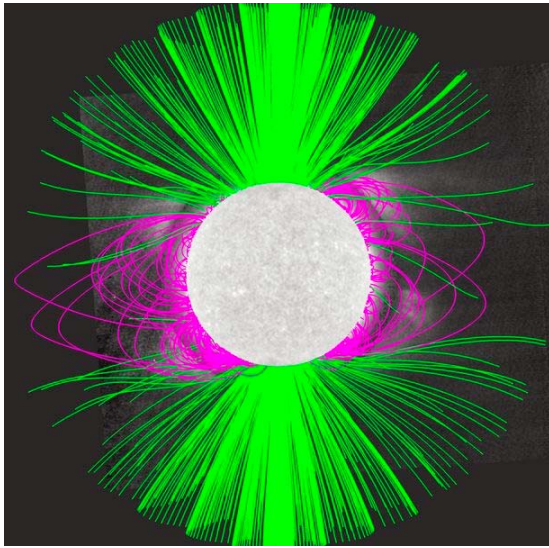


Figure 2.5-7. Configuration magnétique à la date du lancement obtenue par extrapolation potentielle du champ magnétique photosphérique. Les structures observées dans HeCOR correspondent à la frontière entre lignes de champ magnétique ouvertes et fermées.

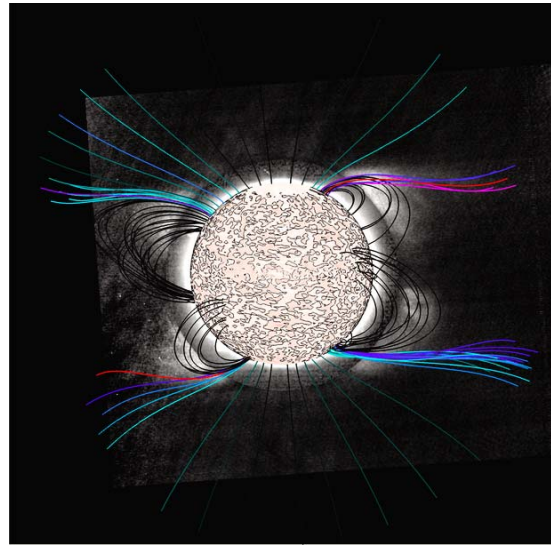


Figure 2.5-8. Lignes de champ colorées en fonction de leur facteur d'expansion. Les structures observées par HeCOR se situent dans les régions d'expansion maximale (en rouge et violet).

plus, si les modèles de (Hansteen, et al., 1994) prédisent des variations de l'abondance très près du bord solaire, les travaux plus récents de (Byhring, 2011) ont montré que l'augmentation attendue peut être repoussée dans la région $1.5 R_S$ à $2 R_S$ si l'on considère, de façon réaliste, des tubes de flux de section variable ayant des facteurs d'expansion de l'ordre de 50.

2.5.3 Discussion

Comme il a été discuté dans la section 2.1.2, les modèles multi-fluides d'expansion du vent solaire suggèrent que l'abondance est liée, voire régulée, par la géométrie des lignes de champ magnétique, en particulier le facteur d'expansion des tubes de flux. L'examen des données de LASCO C2 (Figure 2.4-10) suggère que les structures en 'cornes' observées par HeCOR sont situées dans des régions de champ ouvert. Pour tester cette indication, Aurélien Canou, en post-doc à l'IAS, a effectué une extrapolation globale du champ magnétique dans la couronne à partir de mesures du champ photosphérique. L'extrapolation est faite dans l'hypothèse d'un champ potentiel, le champ étant forcé à être radial sur une sphère de $3 R_S$ de rayon. Même si ce type d'extrapolation a des limitations connues, il donne une estimation suffisamment fiable de la configuration magnétique en période de minimum (Zhukov, et al., 2008). Une petite région active s'est développée pendant la rotation comprenant le vol de HeCOR. Cette région se trouvait à peu près au centre de la face arrière du Soleil au moment des observations et est incluse dans les magnétogrammes que nous avons utilisés et qui proviennent de l'instrument SOLIS installé à Kitt Peak. La Figure 2.5-7 montre l'extrapolation ainsi obtenue superposée à l'image composite EIT / HeCOR de la Figure 2.4-9. Les lignes de champ fermées sont tracées en blanc, les lignes ouvertes en vert et mauve.

On constate que les 'cornes' se situent dans les trous coronaux, dans des lignes de champ ouvertes et à la frontière avec les lignes fermées. Comme déjà mentionné dans la section 2.1.2, le bord des trous coronaux est la région où l'on peut attendre le facteur d'expansion maximum. Ceci a

été vérifié en calculant ce facteur pour l'extrapolation de la Figure 2.5-7. L'expansion est donnée par le rapport des flux magnétiques entre la base et la surface source du modèle ($3 R_S$). On constate sur la Figure 2.5-8 que les 'cornes' observées correspondent effectivement aux régions où le facteur d'expansion est maximal (tubes colorés en rouge et violet). Ceci apporte un élément de confirmation important aux modèles multi-fluides d'expansion du vent solaire prédisant justement une corrélation entre l'abondance d'hélium et le facteur d'expansion (Byhring, 2011). Les simulations de (Hansteen, et al., 1994) (Hansteen, et al., 1997), qui n'incluaient pas le facteur d'expansion, produisaient des variations d'abondance importantes mais très proches de la surface ($1.05 R_S$). Nous voyons donc que des observations du type de celles de HeCOR peuvent apporter des contraintes fortes aux modèles de vent solaire. Nous devons cependant encore poursuivre la réduction des données et l'étalonnage croisé entre HeCOR et SCORE pour pouvoir déterminer quantitativement l'amplitude de l'augmentation d'abondance observée.

Le maximum de température à la base du champ de vue de HeCOR se trouvant à la latitude des 'cornes' observées, on peut s'interroger sur la présence ou non d'un lien de cause à effet. Il serait par exemple intéressant d'explorer si des mécanismes tels que ceux proposés pour expliquer les abondances anormales des éléments ayant un premier potentiel d'ionisation (FIP) faible pourraient expliquer les variations d'abondances observées. On serait alors en présence d'un effet FIP inverse (Laming, 2004).

2.6 Conclusions

J'ai présenté le développement de HeCOR depuis les objectifs scientifiques jusqu'à l'interprétation des résultats et les nouveaux questionnements qui en découlent.

Les données obtenues, qui sont les meilleures images de la couronne à 30.4 nm à ce jour, ont permis de mettre en évidence des variations locales de l'abondance d'hélium, lesquelles permettent de contraindre les modèles d'accélération du vent solaire. HeCOR a donc démontré d'un part que la raie choisie est détectable, et d'autre part qu'elle fournit un diagnostic fort. Ces observations pionnières permettent ainsi de préparer celles des instruments FSI et METIS de Solar Orbiter qui tous deux observeront la couronne à cette longueur d'onde. METIS obtiendra des images de la couronne dans la raie Lyman α de H I et des spectres de la raie Lyman α de He II. Le fait d'obtenir des spectres permettra, en plus des diagnostics d'abondance discutés ici, d'obtenir des informations complémentaires sur le chauffage et la vitesse des ions hélium.

Le développement de HeCOR a aussi permis de tester des technologies pour Solar Orbiter. La partie arrière de HeCOR (sans le système d'occultation), est très similaire à FSI, l'imageur EUV grand champ de Solar Orbiter. Pour FSI nous développons avec l'Institut d'Optique des multicouches à base d'Aluminium permettant une réflectivité encore accrue. Mais les revêtements Mo / Si / B_4C utilisés pour HeCOR sont la solution de repli car elles ont prouvé leur robustesse durant ce projet. Les schémas optiques de FSI et de HeCOR étant très similaires, nous avons aussi beaucoup appris des caractéristiques du système, et nous avons pu pratiquer les procédures de montage et d'alignement. L'expérience acquise a ainsi permis de réduire le temps de développement de FSI.

Malgré les avancées effectuées, de nombreuses questions restent cependant ouvertes. Les résultats présentés ici ont été obtenus à partir de cinq minutes d'observations en période de minimum solaire. La configuration magnétique en Septembre 2009 était essentiellement dipolaire, et donc relativement simple, comme le montre l'extrapolation de champ magnétique de la Figure 2.5-7. La configuration magnétique peut être bien plus complexe en maximum d'activité. On peut donc se

demander dans quelle mesure l'association constatée entre l'abondance d'hélium et l'expansion des tubes de flux serait toujours observée en période de maximum. Si les modèles multi-fluides capturent effectivement la physique à l'œuvre dans le vent solaire, les variations d'abondance devraient varier avec la configuration magnétique car les facteurs d'expansion peuvent être différents entre période de minimum et de maximum. Par ailleurs, le rapport signal bruit des observations de HeCOR était limité par le temps d'observation réduit d'un vol suborbital. De ce fait, nous n'avons que peu d'informations sur les régions polaires, ou sur le comportement de l'abondance au-delà de $3 R_s$.

La charge utile Herschel a été récupérée intacte et pourrait être relancée en période de maximum d'activité pour tester ces hypothèses. Des modifications simples de HeCOR permettraient d'améliorer les performances de l'instrument. Un capot simple couvrant la partie arrière permettrait de protéger le filtre focal des impacts de poussières qui sont probablement la cause de la déchirure s'étant produite au lancement. Par ailleurs, une modification de HeCOR suivant le concept de FSI/Solar Orbiter (Auchère, et al., 2005) permettrait une contrainte de la température coronale dans tout le champ de vue alors que nous ne disposons actuellement que d'une estimation à son bord interne. Il faut pour cela un nouveau miroir équipé d'un revêtement multicouche bi-bande réfléchissant à la fois 17.4 nm et 30.4 nm, et remplacer le filtre focal par une roue à filtre permettant de sélectionner une bande ou l'autre (section 4.1.1 et Figure 4.1-4). Une proposition de re-vol de la charge utile a été faite en ce sens auprès de la NASA.

3 | DIAGNOSTICS DU PLASMA CORONAL

L'étude de notre étoile dépend en grande partie de mesures de télédétection dont l'interprétation peut être délicate, par exemple du fait d'effets d'intégration sur la ligne de visée. De ce fait, les diagnostics utilisés sont souvent des méthodes inverses dont il est essentiel de caractériser les propriétés. En parallèle, les instruments modernes fournissent de grandes quantités de données dont la visualisation même est un défi.

Dans ce chapitre, je présenterai en premier lieu le développement d'une technique de diagnostic par tomographie, qui permet de s'affranchir de l'intégration sur la ligne de visée. Ce travail a fait l'objet de la thèse de Nicolas Barbey que j'ai co-encadrée avec Thomas Rodet (L2S) et Jean-Claude Vial (IAS). Ensuite, je décrirai les recherches effectuées sur la caractérisation des diagnostics par mesure différentielle d'émission, qui font l'objet de la thèse de Chloé Guennou débutée en octobre 2010. Ces travaux complètent les études de tomographie car les deux diagnostics peuvent être combinés pour obtenir une estimation de la température du plasma en tout point de la couronne. Finalement, je présenterai le développement de FESTIVAL, un logiciel de visualisation et d'analyse de données.

3.1 Tomographie

A part dans le rare cas où l'exploration *in-situ* est possible, les propriétés des objets astronomiques sont déduites de la seule analyse des propriétés de la lumière que l'on en reçoit. La plupart des objets astrophysiques sont donc affectés par le problème d'intégration sur la ligne de visée (LOS, Line Of Sight), c'est à dire la modification du signal par de l'émission et/ou de l'absorption par les arrière-plans et/ou les avant plans. Ce problème est l'une des principales sources d'incertitudes pour le diagnostic du plasma coronal.

L'intégration le long de la ligne de visée tend à superposer les structures à un point tel que certaines mesures cruciales pour la compréhension de la physique coronale sont rendues extrêmement délicates. La controverse sur la nature des plumes polaires est un exemple. Les plumes polaires sont des structures observées en lumière blanche et dans l'UV et qui d'étendent quasi-radialement au-dessus des pôles du Soleil. Cette apparence a mené à l'interprétation classique

qu'elles sont des structures cylindriques plus denses que la couronne environnante. Cependant, des telles structures linéaires peuvent aussi résulter de l'alignement au hasard de structures plus faibles intégrées le long de la ligne de visée. On parle alors d'un effet de rideau. Les deux interprétations ont été défendues par différents auteurs, et il est possible que deux types de plumes coexistent. Une discussion détaillée est donnée par Gabriel et al. (2009). Comme ces deux interprétations produisent des signatures quasi-identiques dans les données de télédétection, la vraie nature des plumes reste un sujet très débattu.

On peut aussi citer le problème de l'estimation des avant et arrière plans dans le débat sur le chauffage des boucles coronales. En tant que briques de base de la couronne, les boucles sont très étudiées. Cependant, nous ne savons toujours pas répondre de façon pleinement satisfaisante à des questions fondamentales comme les processus responsables de leur formation ou de leur chauffage. Un des facteurs expliquant cet état de fait est que la détermination de grandeurs physiques comme la densité ou la température le long de la boucle est rendue très délicate par les superpositions le long de la ligne de visée. Par exemple, Terzo et al. (2010) ont montré que différentes estimations des avant-plans mènent à des profils de températures différents et à des conclusions différentes sur la phase de refroidissement des boucles.

Plusieurs stratégies ont été imaginées pour surmonter ces limitations inhérentes aux mesures de télédétection. Une approche simple est de sélectionner des périodes d'observation durant lesquelles la couronne présente une géométrie pour laquelle il est possible d'estimer la contribution des différentes composantes de la ligne de visée. Pour les plumes par exemple, il sera préférable d'observer en période de minimum quand les trous coronaux sont bien développés de sorte que la contribution des streamers en avant et en arrière-plan sera minimale. Cependant, même si ces conditions sont remplies, il est probable que plusieurs plumes ou plumes et régions inter-plumes puissent être superposées le long de la ligne de visée. Des conditions d'observations favorables ne sont donc en général pas suffisantes pour exclure toute ambiguïté.

Si une configuration coronale simple n'est pas présente ou si de manière générale des superpositions ne peuvent pas être exclues, il est nécessaire de développer des moyens d'analyse du contenu de la ligne de visée. Des méthodes spectroscopiques comme la Mesure Différentielle d'Emission (DEM) peuvent être utilisées pour estimer la quantité de plasma le long de la ligne de visée en fonction de la température. Si cette approche permet de détecter la présence de régions de températures différentes le long de la ligne de visée, elle ne fournit aucune information sur la répartition spatiale de ces différentes régions. En effet, un seul volume multi-therme peut avoir la même DEM qu'une superposition de plusieurs structures isothermes.

Les ambiguïtés de la ligne de visée peuvent être levées, au moins partiellement, si l'on peut effectuer des observations simultanées depuis des positions différentes dans l'espace. Les sondes jumelles STEREO ont été justement conçues pour cela. Les deux points de vue qu'elles offrent fournissent de précieuses informations sur le contenu de la ligne de visée. Dans certains cas, en particulier avec des objets contrastés ayant des frontières bien définies, comme les boucles coronales, des reconstructions stéréoscopiques directes sont possibles. Des telles reconstructions peuvent par exemple être utilisées pour déterminer la qualité de la soustraction des avant-plans dans les études des boucles (e.g. Aschwanden 2008). Mais pour des objets plus diffus n'ayant pas de frontières nettes, ou pour lesquels celles-ci peuvent être des artefacts de superposition, comme les streamers, les plumes, etc., les inversions stéréoscopiques ne sont pas fiables. Dans ce cas, la tomographie est une approche possible pour inverser l'intégration sur la ligne de visée.

Le terme tomographie regroupe une large gamme de techniques dont le but est l'imagerie de la structure interne d'objets. Les techniques de tomographie sont utilisées dans des nombreux

domaines de recherche comme la médecine, la géophysique, la science des matériaux et l'astrophysique. Dans les cas particulier de la tomographie solaire, des images contenant le signal intégré sur la ligne de visée et prises depuis des points de vue différents sont utilisées pour estimer localement des quantités physiques comme la densité ou la température. Les techniques utilisées sont proches de celles développées pour l'imagerie médicale. Mathématiquement, il s'agit d'inverser l'équation intégrale décrivant l'acquisition du signal. Cette méthode est parfois appelée Tomographie Rotationnelle Solaire (SRT) car on a souvent recours à la rotation solaire pour simuler l'acquisition de données en des points de l'espace différents.

3.1.1 Technique d'inversion: TomograPy

Le signal mesuré par les détecteurs des instruments est proportionnel à l'intégration sur la ligne de visée le l'émissivité locale du plasma. Le problème est donc un problème inverse linéaire. Nous pouvons écrire :

$$\mathbf{y} = \mathbf{P}\mathbf{x} + \mathbf{n}$$

où \mathbf{y} représente les données, \mathbf{x} est l'objet à reconstruire, \mathbf{P} est l'opérateur reliant les données à l'objet, appelé le projecteur, et \mathbf{n} est le bruit. Du fait de la linéarité du modèle, il est représenté par une matrice de projection, et sa transposée est la matrice de rétroprojection. La géométrie est celle d'un problème classique de tomographie conique, c'est à dire que l'angle entre deux pixels voisins est constant. L'objet à reconstruire est discrétisé en utilisant des voxels cubiques, ce qui permet de calculer la projection et la rétroprojection en utilisant l'algorithme rapide développé par (Siddon, 1985).

Initialement développé en IDL durant la thèse de Nicolas Barbey, le code de tomographie implémentant l'inversion dans un cadre Bayésien a été porté depuis en Python. La tomographie étant demandeuse en ressources de calcul, ceci permet en particulier l'exploitation des possibilités de parallélisation de ce langage. Le code résultant, TomograPy, regroupe plusieurs outils permettant l'inversion tomographique de données UV et lumière blanche. Les détails de l'algorithme sont donnés par (Barbey, et al., 2008) et (Barbey, et al., 2011). Je résume ci-dessous les caractéristiques principales de la méthode.

Dans le cadre Bayésien, une fonction de densité de probabilité (PDF) est associée à chaque variable. Pour inverser la classe de problèmes décrite par la première équation, il est nécessaire de connaître les propriétés du bruit \mathbf{n} pour obtenir la vraisemblance. Il est aussi nécessaire de définir un *a priori* sur les inconnues \mathbf{x} . On obtient la PDF de \mathbf{x} connaissant \mathbf{y} , qui est appelée l'*a posteriori* sur \mathbf{x} , en utilisant le théorème de Bayes:

$$f(\mathbf{x}|\mathbf{y}, M) = \frac{f(\mathbf{y}|\mathbf{x}, M)f(\mathbf{x}, M)}{f(\mathbf{y}|M)}$$

où M regroupe toutes les hypothèses du modèle. Dans le cas où l'*a priori* et la vraisemblance sont des Gaussiennes multi-variées, l'*a posteriori* est aussi Gaussien et est donc complètement déterminé par sa moyenne et sa matrice de covariance. On écrit :

$$f(\mathbf{x}|M) \sim N(\mathbf{0}, \sigma_x^2 (\mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1})$$

$$f(\mathbf{y}|\mathbf{x}, M) \sim N(\mathbf{P}\mathbf{x}, \sigma_n^2 \mathbf{I})$$

$$f(\mathbf{x}|\mathbf{y}, M) \sim N(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\Sigma})$$

$$\hat{\mathbf{x}} = \hat{\Sigma} \mathbf{P}^T \mathbf{y}$$

$$\hat{\Sigma} = (\mathbf{P}^T \mathbf{P} + \lambda \mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1}$$

$$\lambda = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_n^2}$$

où $N(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\Sigma})$ est une Gaussienne multivariée de moyenne $\boldsymbol{\mu}$ et de covariance $\boldsymbol{\Sigma}$. Le bruit est supposé gaussien de variance σ_n^2 , de sorte que la covariance de la vraisemblance est $\sigma_n^2 \mathbf{I}$ où \mathbf{I} est la matrice identité. On définit un *a priori* de moyenne nulle $f(\mathbf{x}|M)$ avec \mathbf{B} un modèle d'*a priori* qui peut être, par exemple, un opérateur de différence finie. Cet *a priori* favorise des solutions lisses par rapport à des solutions plus proches des données. Il est en principe possible d'associer une PDF à λ et donc de l'estimer automatiquement. En pratique, ceci mène à des algorithmes très gourmands en ressources de calcul et nous traitons ici λ comme un paramètre libre choisi par l'utilisateur.

Comme \mathbf{x} est le maximum *a posteriori* (MAP) du problème, il est aussi donné par le cologarithme de la vraisemblance. On peut donc montrer que l'estimation $\hat{\mathbf{x}}$ de l'objet est donnée par:

$$\hat{\mathbf{x}} = \arg \min_x \{ \|\mathbf{y} - \mathbf{P}\mathbf{x}\|^2 + \lambda \|\mathbf{B}\mathbf{x}\|^2 \}$$

Le terme quadratique $\|\mathbf{y} - \mathbf{P}\mathbf{x}\|^2$ définit la proximité aux données, alors que $\|\mathbf{B}\mathbf{x}\|^2$ un terme de régularisation empêchant l'estimation d'être bruitée. A partir de l'équation ci-dessus, l'estimation $\hat{\mathbf{x}}$ est obtenue par une méthode itérative de descente de gradient.

3.1.2 Application aux plumes polaires

Je présente un exemple d'application de TomograPy à la reconstruction de la morphologie des plumes polaires (Auchère, et al., 2012). Comme les nombreux points de vue nécessaires à la tomographie sont typiquement remplacés par des vues prises à des instants différents, l'évolution temporelle des structures est un facteur limitant la précision des reconstructions. En combinant la rotation solaire avec les trois points de vue simultanés offerts par les sondes STEREO A, B et PROBA2, nous avons pu minimiser le temps d'acquisition des données de 14 à 6 jours. Ceci représente le plus court temps d'acquisition possible avec trois points de vue, et est compatible avec les temps de vie de certaines plumes, ou du moins de leur support magnétique (DeForest et al. 2001).

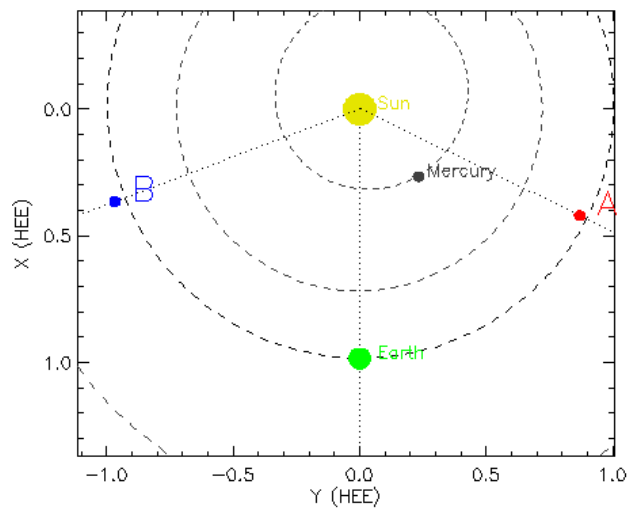


Figure 3.1-1. Positions des sondes STEREO A et B et de la Terre durant la campagne d'observation coordonnée de Janvier 2010.

Si un seul point de vue est disponible, une rotation solaire complète est nécessaire pour reconstruire le volume coronal complet. Comme nous ne considérons que des raies optiquement minces, les régions polaires peuvent être reconstruites en la moitié de ce temps, soit environ 14 jours. Il est possible de réduire encore le temps d'acquisition si plusieurs points de vue sont disponibles. Avec trois points de vue dans le plan de l'écliptique, le temps d'acquisition est minimisé s'ils sont séparés entre eux de 60 degrés de longitude. Cette configuration a été atteinte en Novembre 2009. J'ai organisé une campagne d'observations conjointes entre plusieurs satellites

deux mois après cet optimum, afin de profiter du lancement de PROBA2 en Janvier 2010. La campagne a duré du 8 au 14 Janvier 2010 et a inclus les télescopes SECCHI de STEREOA et B, EIT et LASCO de SOHO, et le télescope SWAP de PROBA2. Nous nous concentrerons sur les résultats obtenus dans la bande à 17.1 nm des instruments EUVI de STEREO et SWAP de PROBA2 car c'est à cette longueur d'onde que les plumes sont les plus contrastées. Les données acquises aux autres longueurs d'onde sont toujours en cours d'analyse. Pour chacun des instruments nous avons utilisé six images par jour régulièrement espacées dans le temps entre le 13 Janvier à 13 :00 TU et le 18 Janvier à 23 :00 TU.

Le cube de reconstruction fait $512 \times 512 \times 512$ voxels et est large de 3 rayons solaires. La grandeur reconstruite est l'émissivité locale du plasma à 17.1 nm. Les satellites ayant une latitude solaire négative durant les observations, le pôle sud est le mieux reconstruit. Il est naturellement difficile de visualiser les résultats de ces inversions tridimensionnelles. Une des meilleures visualisations consiste à extraire du cube l'émissivité sur des sphères de différents rayons et centrées sur le Soleil. La Figure 3.1-2 montre ainsi une projection gnomonique de l'émissivité à 1.1 rayon solaire.

La reconstruction tomographique présentée ici est la plus courte possible avec trois points de vue et est donc la moins affectée par l'évolution temporelle. La frontière du trou coronal est à environ 35° de co-latitude. A l'intérieur du trou, on voit clairement une structure en réseau de même que des structures quasi-cylindriques aux intersections des cellules du réseau. La plus brillante de celles-ci, qui correspond à l'idée classique d'une plume tubulaire, est située à 350° de longitude Carrington et 20° de co-latitude. Elle produit naturellement une structure quasi linéaire dans les images prises depuis le plan de l'écliptique, mais il en va de même pour les murs quasi-rectilignes séparant les cellules. La présence dans cette reconstruction d'un mélange des deux types de structures suggérés pour les plumes fournit une solution simple à la controverse sur leur morphologie.

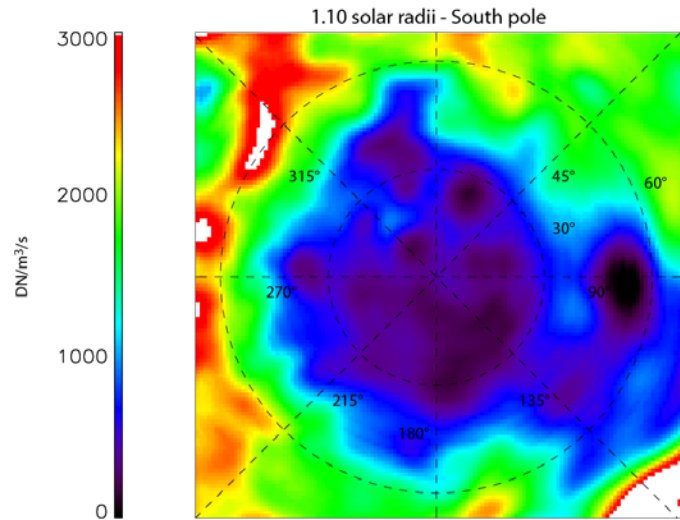


Figure 3.1-2. Projection gnomonique de l'émissivité locale à 1.1 rayon solaire au-dessus du pôle sud du Soleil. La reconstruction a été obtenue à partir d'images enregistrées par les télescopes EUVI A et B et SWAP. Un réseau est visible dans le trou coronal, et des structures quasi-cylindriques apparaissent à la frontière entre les cellules (e.g. 150° de longitude et 20° de co-latitude). Les deux types de formations peuvent produire des structures linéaires vues depuis le plan de l'écliptique.

3.2 Mesure Différentielle d'Emission

Dans l'hypothèse où le plasma observé est optiquement mince, l'intégration sur la ligne de visée de raies spectrales et de continua formés par collisions produit une intensité dans la bande spectrale b d'un instrument

$$I_b = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty R_b(n_e, T_e) n_e^2 ds$$

où $R_b(n_e, T_e)$, la réponse de l'instrument à un volume élémentaire de plasma de densité électronique n_e et température électronique T_e est donnée par

$$R_b(n_e, T_e) = \sum_{X,l} S_b(\lambda_l) A_X G_{X,l}(n_e, T_e) + \int_0^\infty S_b(\lambda) G_c(n_e, T_e) d\lambda$$

Le premier terme du membre de droite prend en compte toutes les raies l de chaque espèce ionique X et le deuxième terme représente la contribution des continua. $S_b(\lambda)$ est la sensibilité spectrale de la bande b de l'instrument. Les fonctions de contribution respectives $G_{X,l}(n_e, T_e)$ et $G_c(n_e, T_e)$ des raies et des continua contiennent la physique des processus radiatifs ((Mason & Monsignor Fossi, 1994) et peuvent être calculées en utilisant les données atomiques nécessaires.

En résumant le raisonnement de (Pottasch, 1963) (Pottasch, 1964), comme la fonction $R_b(n_e, T_e)$ est généralement faiblement dépendante de la densité et est piquée avec la température, I_b donne une mesure de $\int_p n_e^2 ds$ où l'intégration est maintenant limitée à la portion p de la ligne de visée où la température est telle qu'une émission suffisante est produite. Si des mesures sont disponibles à plusieurs longueurs d'onde, il est possible de tracer $\int_p n_e^2 ds$ en fonction de la température typique des bandes spectrales. En généralisant cette logique en une forme différentielle, et en supposant que les abondances des éléments sont constantes, la première équation peut être reformulée en

$$I_b = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^\infty R_b(T_e) \xi(T_e) d\log T_e$$

où la fonction $\xi(T_e) = \overline{n_e^2}(T_e) dp/d\log T_e$, appelée Mesure Différentielle d'Emission (DEM), est une mesure de la quantité de plasma émetteur en fonction de la température.

La DEM fournit des informations cruciales sur la distribution du plasma le long de la ligne de visée et de ce fait, ce diagnostic est devenu essentiel pour les atmosphères stellaires. La DEM est par exemple un des éléments clés du débat sur le chauffage de la couronne car c'est l'un des diagnostics potentiellement capables de distinguer entre des modèles prédisant des boucles isothermes ou multithermes (Klimchuk, 2006) (Reale, 2010).

Mais la dérivation fiable de la DEM à partir d'observations s'est avéré un vrai défi. C'est un problème inverse, une classe de problèmes communs en astrophysique consistant à inverser une série de transformations qui relient une grandeur physique ne pouvant être mesurée directement à un nombre fini de mesures. Résoudre l'équation intégrale de la DEM implique d'inverser le processus d'acquisition, l'intégration sur la ligne de visée et les mécanismes d'émission des photons pour dériver la distribution de température dans la couronne à partir d'intensités observées de raies spectrales. Les limitations fondamentales de l'inversion de la DEM ont été discutées, par exemple, par (Jeffries, et al., 1972), (Craig & Brown, 1976), (Brown, et al., 1991), (Judge, et al., 1997). Elles comprennent les bruits de mesure, les erreurs systématiques, la largeur et la forme des fonctions de contribution, etc.

De nombreux algorithmes d'inversion de la DEM ont été proposés pour pallier ces limitations, chacun ayant ses propres avantages et inconvénients. Les diverses méthodes dites 'directes', introduites par (Withbroe, 1975) diffèrent par les choix de la forme fonctionnelle et l'estimateur choisi (Landi & Landini, 1997), (Weber, et al., 2004). Des méthodes d'inversion ont été développées par, entre autres, (Craig & Brown, 1986), (Judge, et al., 1997), (Hannah & Kontar,

2012). Afin de garantir l'unicité de la solution, une hypothèse de douceur est incluse soit explicitement soit implicitement dans la plupart des méthodes directes et inverses. Des approches probabilistes comme la Bayesian Iterative Method (Goryaev, et al., 2010) ou le code Markov Chain Monte Carlo (MCMC) de (Kashyap & Drake, 1998) ont pour objectif de minimiser cet *a priori*. En parallèle à ces développements, plusieurs auteurs ont testé la précision des inversions (Dere, 1978), comparant éventuellement les performances de plusieurs algorithmes (Fludra & Sylwester, 1986).

En dépit de ces efforts, des résultats disparates ont été obtenus sur la structure thermique des boucles coronales en appliquant différentes méthodes (Aschwanden & Acton, 2001), (Priest, et al., 2000), (Reale, 2002), (Schmeltz, et al., 2009). Le problème étant intrinsèquement mal contraint, et du fait de la présence inévitable d'erreurs aléatoires et systématiques, obtenir une solution physique unique cohérente avec les observations est en fait illusoire, même si l'unicité mathématique peut être garantie par régularisation. Il est cependant possible de définir rigoureusement des niveaux de confiance dans les solutions ou classes de solutions pouvant expliquer les observations aux incertitudes près. C'est une propriété essentielle pour tout algorithme d'inversion si l'on veut être capable de détecter, ou même de définir, l'isothermalité.

Les spectromètres sont par nature mieux adaptés que les imageurs à l'analyse par DEM. Cependant, ces derniers fournissant un rapport signal bruit plus élevé et un champ plus large, des codes de DEM utilisant un nombre restreint de bandes passantes, comme celles de EIT ou de TRACE ont néanmoins été développés. En dépit de certains succès pour des applications spécifiques comme la modélisation de l'irradiance (Cook, et al., 1999) (Auchère, et al., 2005), il a été montré qu'ils ne contraignent pas la DEM de façon suffisante pour obtenir des conclusions fermes sur les boucles coronales (Schmeltz, et al., 2009), (Del Zanna & Mason, 2003), (Aschwanden & Nightingale, 2005). Récemment, la multiplication des bandes passantes dans des instruments comme XRT sur le satellite Hinode (Golub & Deluca, 2007) et AIA (Atmospheric Imaging Assembly) sur SDO a amené de nouvelles possibilités de déterminer la DEM simultanément dans un large champ de vue. Des études des propriétés de l'inversion utilisant ces instruments ont été publiées par (Goryaev, et al., 2010), (Martinez-Sykora, et al., 2011), ou (Reale, et al., 2009).

Dans ce contexte, durant sa thèse, Chloé Guennou a caractérisé complètement les capacités de AIA de reconstruire le DEM. Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux de tomographie effectués durant la thèse de Nicolas Barbey. En effet, les reconstructions tomographiques fournissent l'émissivité locale du plasma dans plusieurs bandes passantes. Les inversions effectuées avec EIT ou SECCHI donnaient trois émissivités, ce qui n'est pas suffisant pour estimer une température de façon fiable. Avec AIA on peut maintenant obtenir par tomographie six valeurs d'émissivité et en déduire la DEM locale du plasma. Le travail de Chloé Guennou permet de déterminer rigoureusement les niveaux de confiance sur les valeurs obtenues. L'approche choisie consiste à effectuer des simulations de Monte Carlo pour explorer systématiquement l'espace des solutions de façon à déterminer leurs probabilités respectives. Etant donné les incertitudes, comme le nombre de DEM permettant de reproduire un jeu de données est potentiellement infini, cette approche n'est viable que si l'on se restreint à des DEM ayant des formes simples pouvant être définies par un petit nombre de paramètres tout en pouvant reproduire une large gamme de conditions physiques. En suivant cette stratégie, il a été possible de mettre en évidence certaines limitations importantes de l'inversion de DEM utilisant les données de AIA. Le détail de la méthode est décrit dans deux articles (Guennou, et al., 2012).

La Figure 3.2-1 illustre un des biais constatés dans les inversions de données AIA. Dans les graphiques de la ligne du haut, pour un plasma quasi-isotherme, les solutions sont concentrées sur

la diagonale, ce qui indique qu'elles sont proches des paramètres du plasma simulé. La détermination de la température est donc fiable pour un plasma quasi-isotherme. Des solutions secondaires sont présentes, mais avec des probabilités faibles. En revanche, pour un plasma multi-therme, il existe une forte indétermination sur les paramètres et de plus, les solutions sont biaisées vers 1 MK. Les probabilités plus élevées de ces solutions produisent la barre horizontale au milieu de la figure en bas à gauche. On a aussi pu montrer que les solutions correspondantes sont de plus biaisées vers l'isothermie. Ainsi, un plasma multi-therme aura tendance à être trouvé quasi-isotherme à une température d'environ 1 MK. Cependant, il est possible d'interpréter correctement les observations en utilisant les cartes donnant $P(T^P|T^I)$, la probabilité que le plasma ait une température T^P étant donné la mesure T^I .

Ce type d'approche systématique permet non seulement de mettre en évidence la présence de

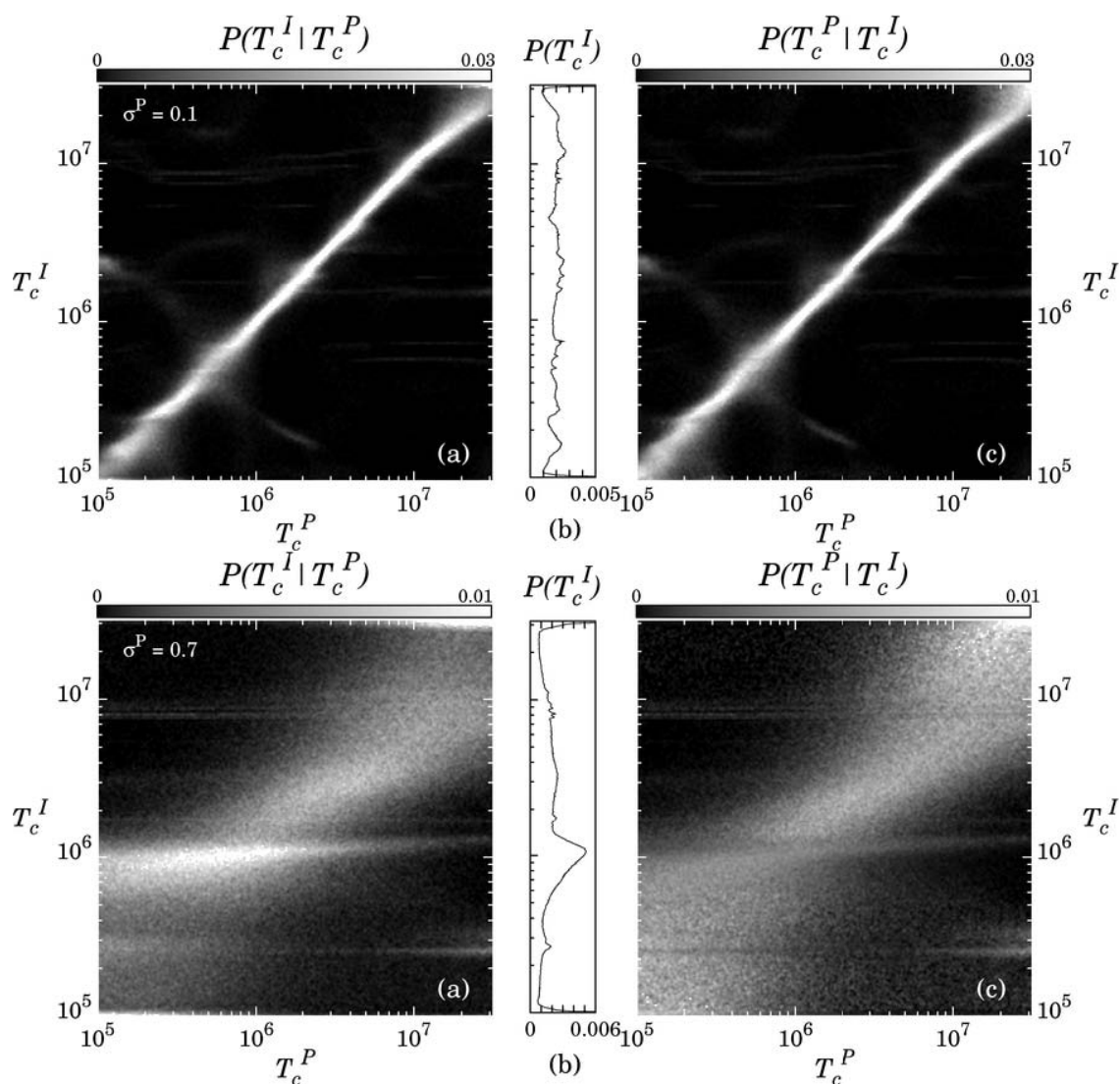


Figure 3.2-1. Cartes de probabilités des solutions pour un plasma ayant une DEM gaussienne de largeur $0.1 \log T_e$ (ligne du haut) et $0.7 \log T_e$ (ligne du bas). La solution cherchée est elle-aussi gaussienne. Les graphiques de gauche donnent $P(T^I|T^P)$, la probabilité que l'inversion donne une température centrale de la gaussienne T^I étant donné la température centrale T^P du plasma. En utilisant le théorème de Bayes, on obtient les graphiques de droite donnant $P(T^P|T^I)$, que l'on peut utiliser pour interpréter des mesures. On voit dans les panneaux du haut que la reconstruction est bonne pour un plasma quasi-isotherme. Pour un plasma multi-therme, l'incertitude sur les paramètres est grande et la température est biaisée vers 1MK.

solutions multiples ou de biais, mais aussi de comparer aisément différents instruments. Il est ainsi possible de répéter ce type d'analyse avec un nombre de bandes différent, ou avec les raies isolées d'un spectromètre. Dans le cas d'un spectromètre, on peut de la sorte déterminer le jeu optimum des raies spectrales pour contraindre la DEM. Pour un imageur, en plus du nombre de bandes, la forme des fonctions de contribution est très importante. La présence de minima secondaires est clairement identifiée comme une des causes des solutions multiples constatées. La méthode développée ici peut être incorporée dans la conception de futurs instruments pour optimiser la réponse spectrale des bandes afin de minimiser les solutions secondaires.

3.3 Visualisation de données

Les nouvelles générations de télescopes imageurs d'observation du Soleil posent un défi pour la visualisation des données qu'ils produisent. En effet ces instruments fournissent des images dans de multiples longueurs d'onde quasi-simultanément (jusqu'à 10 pour AIA), dans des formats atteignant couramment de 4 à 16 MPixels, à des cadences allant de la minute (SECCHI) à quelques secondes (AIA). De plus, la plupart des travaux d'analyse requièrent de travailler avec plusieurs instruments simultanément, et éventuellement d'être capable de visualiser aisément des informations contextuelles, comme la position d'objets ou d'événements catalogués. En réponse à ce besoin, plusieurs outils de visualisation sont apparus au cours des dix dernières années. La plupart (par exemple Helioviewer et JHelioviewer, Solar Weather Browser) permettent de visualiser des images au format JPEG pré-calculées et stockées sur un serveur distant. Cette approche permet un aperçu rapide des données, mais trouve rapidement ses limites à partir du moment où l'on veut une analyse plus fine. Nous avons développé le logiciel FESTIVAL pour permettre de visualiser rapidement les données d'origine au format FITS fournies simultanément par des instruments multiples à plusieurs longueurs d'onde. Ceci permet de réaliser des traitements poussés sur des données de qualité non dégradée, en soulageant l'utilisateur de tâches de routine comme le co-alignement des images.

FESTIVAL (<http://www.ias.u-psud.fr/stereo/festival/>) a à l'origine été développé pour SECCHI, mais nous avons étendu son application à bien d'autres instruments et données contextuelles depuis. Les instruments SECCHI A et B (Howard et al. 2005) sont chacun constitués de: un télescope EUV (Extreme Ultra-Violet Imager, EUVI), deux coronographes en lumière blanche (COR1 et COR2), et deux imageurs héliosphériques à grand champ (HI1 et HI2). SECCHI a été le premier groupe d'instrument dont les données ont réellement posé un problème de visualisation. Les cinq instruments de SECCHI A et B ont été conçus pour suivre les éjections solaires depuis leur source (avec EUVI) jusqu'à leur propagation dans l'héliosphère (avec HI). Ceci implique qu'un jeu de données SECCHI couvrant la propagation d'un événement du Soleil à la Terre contient des images de résolutions spatiales très différentes: de 1.7 arcsec/pixel pour EUVI à 2.15 arcmin/pixel pour HI2, soit 75 fois moins. De même, les dimensions angulaires des objets observés varient énormément, la dimension d'une CME changeant de plusieurs ordres de grandeur durant son expansion dans l'héliosphère. De ce fait, il est difficile d'avoir une vue non distordue du phénomène dans son intégralité en utilisant une résolution et un champ de vue fixés. Un logiciel de visualisation adapté aux caractéristiques de SECCHI doit donc:

1. Générer des images composites du Soleil et de l'héliosphère interne à partir des cinq instruments

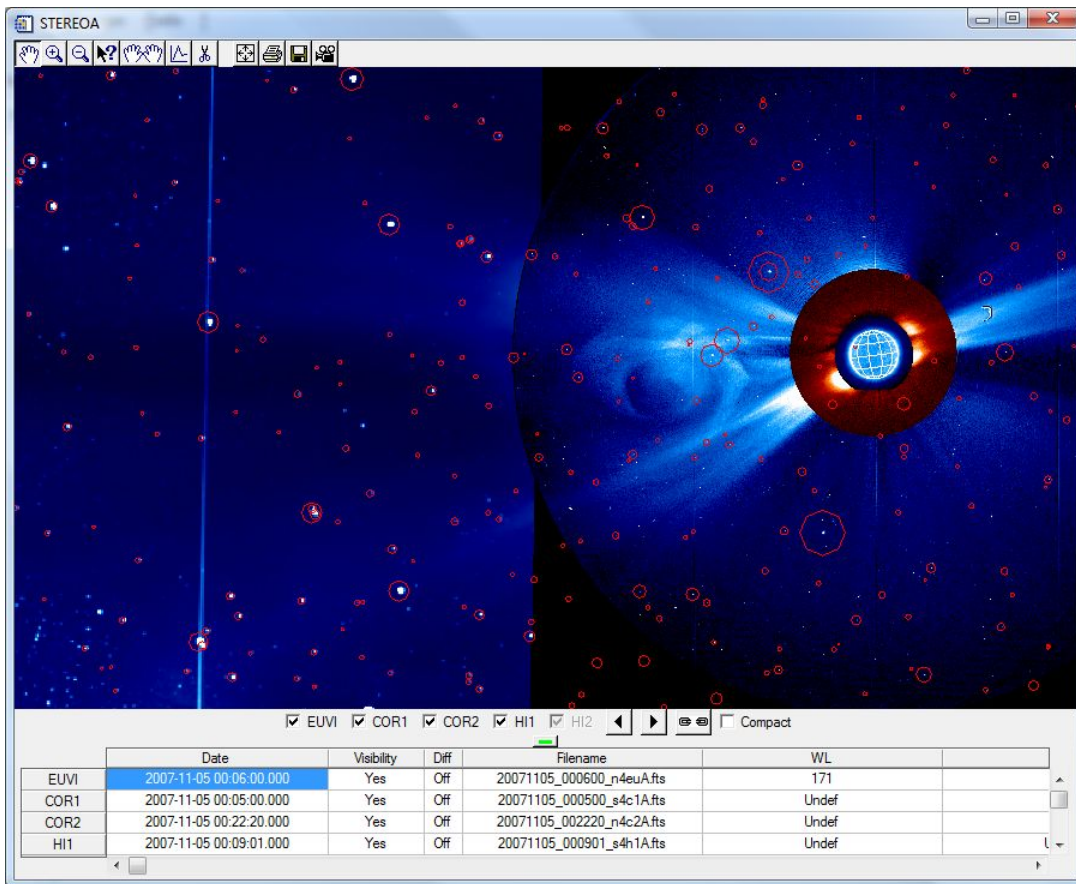
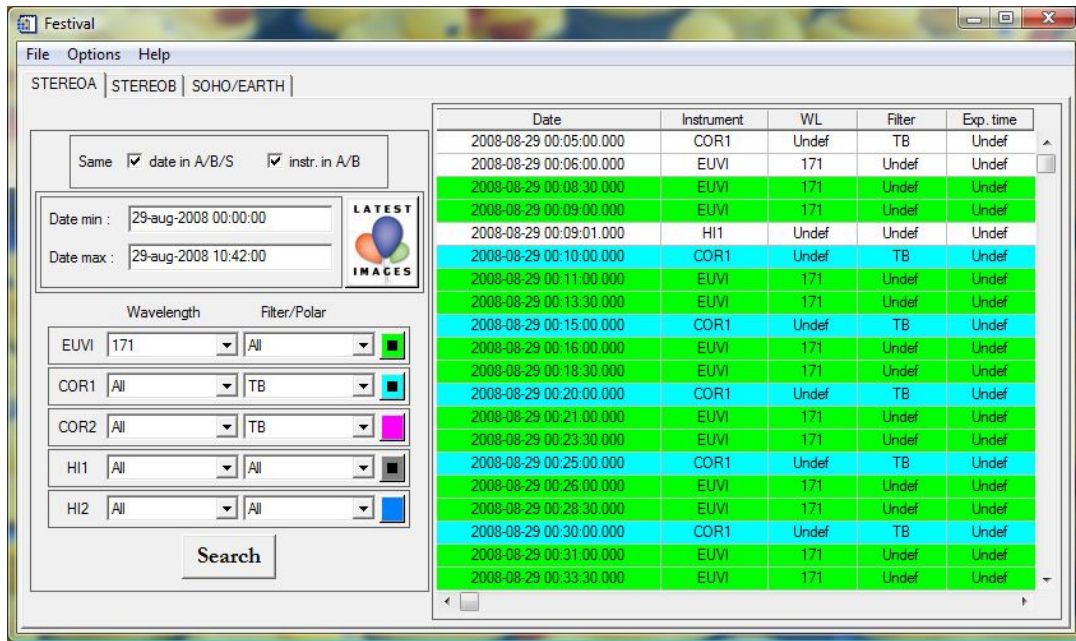


Figure 3.3-1. Les deux fenêtres principales ouvertes durant une session FESTIVAL. En haut : le GUI de sélection permet de faire des requêtes (locales ou distantes), et donne accès à toutes les options du logiciel. En bas : le GUI de visualisation dans lequel est affichée l'image composite et dans laquelle l'utilisateur peut naviguer à la souris. Dans cet exemple, on a des images provenant des instruments EUVI, COR1, COR2 et HI1 de STEREO A. Une grille Carrington est superposée au disque Solaire. Les étoiles du catalogue Hipparcos sont superposées pour vérifier le pointage des coronographes.

2. Permettre à l'utilisateur de facilement zoomer et se déplacer dans les images résultantes.
3. Etre capable de gérer les différentes cadences temporelles des cinq instruments (de 2.5 minutes pour EUVI à 2 heures pour HI2).

FESTIVAL est un logiciel ouvert écrit en IDL, distribué au sein de SolarSoftware (SSW). Il travaille avec des fichiers FITS qui peuvent être installés localement sur la machine de l'utilisateur (ou accessibles de façon transparente par un montage type NFS) ou disponibles sur le réseau *via* des Observatoires Virtuels (OV). FESTIVAL construit automatiquement et dynamiquement des images composites du ciel en interprétant les informations contenues dans les en-têtes des fichiers FITS (date, dimension angulaire des pixels, angle de roulis, pointage, distorsions éventuelles). Les caractéristiques principales de FESTIVAL sont résumées ci-dessous.

3.3.1 Caractéristiques principales

Les composites préservent la résolution native des images de tous les instruments et l'utilisateur peut zoomer et se déplacer à loisir dans l'image composite pour explorer toutes les échelles angulaires couvertes par SECCHI et EIT-LASCO: de la seconde d'arc (EUVI/EIT) à la dizaine de degrés (HI1/HI2). La Figure 3.3-1 montre des copies d'écran des deux fenêtres principales de FESTIVAL. Le GUI (Graphical User Interface) de sélection permet de faire des requêtes sur des bases de données locales ou distantes (par exemple le Virtual Solar Observatory, ou l'archive de données MEDOC), de sélectionner les données à visualiser, et de manière générale de régler toutes les options disponibles. Le ou les images sélectionnées sont affichées dans le GUI de visualisation. Si plusieurs sondes sont utilisées (STEREO A et B par exemple), un GUI de visualisation est ouvert par sonde. Si pour une sonde plusieurs images sont sélectionnées, elles sont combinées automatiquement, comme on peut le voir dans le panneau du bas de la Figure 3.3-1. Des mouvements de la souris permettent de se déplacer dans cette image composite, et l'utilisation de la roulette permet de zoomer et dé-zoomer. FESTIVAL utilisant l'accélération matérielle des cartes graphiques, ces opérations sont extrêmement rapide ce qui permet une navigation très fluide.

Il est possible de calculer automatiquement des différences glissantes ou de base, avec possibilité de compenser la rotation différentielle. Il est possible d'appliquer des filtres génériques aux images, un filtre étant un simple appel à une fonction IDL native ou écrite par l'utilisateur. Ceci permet très simplement d'appliquer des traitements très complexes. Un menu accessible par un clic droit dans l'image, permet d'accéder aux options de superposition d'informations contextuelles. Il est possible de superposer des grilles de coordonnées (Célestes, Carrington, Stonyhurst), la position des étoiles et des planètes (pour des vérifications d'alignement), et les numéros NOAA des régions actives. De nombreuses options de réglage des courbes de réponse (linéaire ou logarithmique) et des niveaux sont disponibles. Une fois les réglages de visualisation effectués, l'option film permet de sauvegarder en un clic toute une séquence et de l'encoder dans une variété de formats vidéo.

FESTIVAL ayant rapidement été adopté par la communauté, nous avons étendu ses capacités à la gestion des données de XRT, TRACE, Mk IV (coronographe de HAO), NRH (radiohéliographe de Nancy), et AIA. Les fonctions de navigation à la souris sont particulièrement utiles pour AIA étant donné le grand format de ces images. FESTIVAL permet aujourd'hui d'accéder aux données de AIA de façon rapide et transparente en faisant des requêtes dans l'archive MEDOC.

3.3.2 Développements futurs

De par son architecture logicielle, il est aisé de modifier FESTIVAL pour qu'il prenne en charge de nouveaux instruments. De plus, comme il a été conçu dès l'origine pour gérer simultanément

plusieurs points de vue différents (les sondes STEREO), il est particulièrement adapté à la visualisation de données provenant de sondes s'écartant de la ligne Terre-Soleil. Ce sera par exemple le cas des instruments imageurs de Solar Orbiter, comme EUI, PHI, METIS, Solo HI et STIX. A partir du moment où les en-têtes FITS contiendront les informations standard de positionnement, le co-alignement se fera de façon automatique sans modification de code. Il en sera de même pour la superposition des informations contextuelles comme les grilles de coordonnées. On peut aussi envisager de superposer la position de sondes (par exemple Solar Probe) dans le champ de vue de Orbiter afin d'aider à la planification d'observations coordonnées. Des essais concluants en ce sens ont déjà été menés sur la visualisation de SOHO et STEREO dans leurs champs de vue respectifs.

L'essentiel de la communauté de physique solaire utilisant IDL, FESTIVAL est aujourd'hui bien adapté. Mais nous rencontrons aujourd'hui les limites de ce qu'il est possible de faire en IDL, et les développements futurs devront probablement passer par un changement de technologie. Des projets comme JHelioviewer (<http://jhelioweb.org/>) sont des développements intéressants dans ce sens. L'utilisation du format JPEG2000 permet d'utiliser la technique du streaming pour ne transférer depuis un serveur distant que les données réellement utiles. Par exemple, la visualisation du Soleil entier observé par AIA ne nécessite pas de transférer toute la résolution de l'image. Seules certaines composantes de la décomposition en ondelettes sont utiles. Lorsque l'utilisateur zoome dans l'image, des coefficients supplémentaires sont transférés, mais uniquement dans le champ de vue utile. Le débit réseau est ainsi optimisé, à l'inverse de ce qui est possible avec IDL avec lequel l'intégralité de l'image doit être transférée avant de pouvoir la visualiser. La contrepartie est que l'on utilise des données compressées qui présentent donc des artefacts, ce qui limite les possibilités de traitement (différences d'images ou filtres par exemple). Cependant, cette limitation pourrait être levée avec le développement d'un format de données scientifiques similaire à JPEG 2000. En effet, il suffit d'une part de pouvoir travailler sur 16 bits, ce qui est la profondeur habituelle des données utilisées, et de conserver dans la décomposition en ondelettes tous les coefficients permettant de représenter la pleine résolution des données. Ceci implique naturellement que les fichiers stockés seraient plus volumineux que les données d'origine, mais on pourrait ainsi combiner les possibilités offertes par les technologies de streaming et celles liées à l'utilisation de données de qualité scientifique.

4 | QUELQUES PISTES

Je discute dans ce chapitre quelques pistes possibles pour les développements de mes travaux. Je commencerai la mission Solar Orbiter avec les développements instrumentaux que j'effectue et les implications pour mes thèmes de recherches. Je présenterai ensuite les possibilités futures de mesurer le champ magnétique coronal, un des défis majeurs pour les années à venir.

4.1 Solar Orbiter

Le 4 octobre 2011, le Comité des Programmes Scientifiques (SPC) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) a approuvé la mission Solar Orbiter pour un lancement en 2017. Cette importante décision est l'aboutissement d'un long processus de sélection débuté à la fin des années 1990. Solar Orbiter emportera une charge utile de dix instruments dédiés à l'étude du Soleil et de l'héliosphère, la bulle creusée par la pression du vent solaire dans le milieu interstellaire local. Comprendre l'héliosphère ainsi que les perturbations qui s'y propagent depuis le Soleil jusqu'à ses confins représente un des prochains défis à relever alors que nos sociétés dépendent aujourd'hui fortement de technologies sensibles à l'environnement spatial. Par extension, à l'heure où des planètes de tailles comparables à celle de Terre sont découvertes, ce sont les conditions d'habitabilité en général qui sont concernées. L'héliosphère est aussi un milieu privilégié dans lequel des processus fondamentaux de physique des plasmas peuvent être étudiés dans des conditions non reproductibles sur Terre, et avec un luxe de détails inaccessible sur des objets astronomiques.

La couronne du Soleil est le siège de mécanismes toujours mal compris qui accélèrent le plasma pour former le vent solaire qui se propage dans l'héliosphère à vitesse supersonique. À l'intérieur de l'étoile, le champ magnétique créé par des effets dynamo est transporté vers la surface où il forme de larges boucles qui sont ensuite étirées et cisailées par la rotation différentielle du Soleil, accumulant ainsi de grandes quantités d'énergie. Il peut alors se produire des éruptions qui éjectent ces structures magnétiques et le plasma associé à travers le système solaire, provoquant éventuellement des collisions avec le bouclier magnétique de la Terre. Comprendre les processus physiques à l'œuvre dans ce système complexe est le but de ce que l'on appelle maintenant l'héliophysique. Le Soleil étant typique d'étoiles peu massives, ce domaine de recherche concerne l'astrophysique en

général, mais est unique car le Soleil est la seule étoile suffisamment proche pour être étudiée avec le détail nécessaire.

Cette vision moderne du système Soleil/héliosphère a été largement alimentée par les résultats obtenus par une série quasi ininterrompue de missions spatiales lancées à partir des années 1960. On peut citer les satellites OSO 1 à 8 (1962-1975), puis SkyLab (1973-1974), Helios 1 et 2 (1974-1981), Solar Maximum Mission (1980-1981 et 1984-1989), Ulysses (1990-2009), Yohkoh (1991-2001), SOHO (1995-), TRACE (1998-2010), RHESSI (2002-), Hinode (2006-), STEREO (2006-), SDO (2010-). Cependant, aucune de ces sondes n'était conçue pour explorer de façon unifiée les relations qui existent entre notre étoile et son environnement.

Pour ce faire, trois conditions doivent être remplies. Il faut aller proche du Soleil pour analyser le vent solaire avant que ses propriétés ne soient modifiées par sa propagation dans l'héliosphère. Il faut sortir du plan de l'écliptique pour pouvoir observer les pôles d'où s'échappe le vent solaire rapide. Enfin, il faut une combinaison de mesures *in situ* et d'observations télescopiques de manière à pouvoir établir la connexion entre les structures de l'atmosphère solaire et les propriétés locales du vent. Si Helios s'est approché jusqu'à 0.3 U.A. du Soleil, c'était sans l'instrumentation nécessaire pour pouvoir faire le lien entre les perturbations détectées *in situ* dans le vent solaire et leurs régions sources. Ulysses a pour la première fois survolé les pôles du Soleil, mais à très grande distance et là encore sans télédétection.

L'orbite de Solar Orbiter a été spécialement conçue pour permettre pour la première fois d'amener une batterie complète d'instruments *in situ* et de télédétection proche du Soleil et hors du

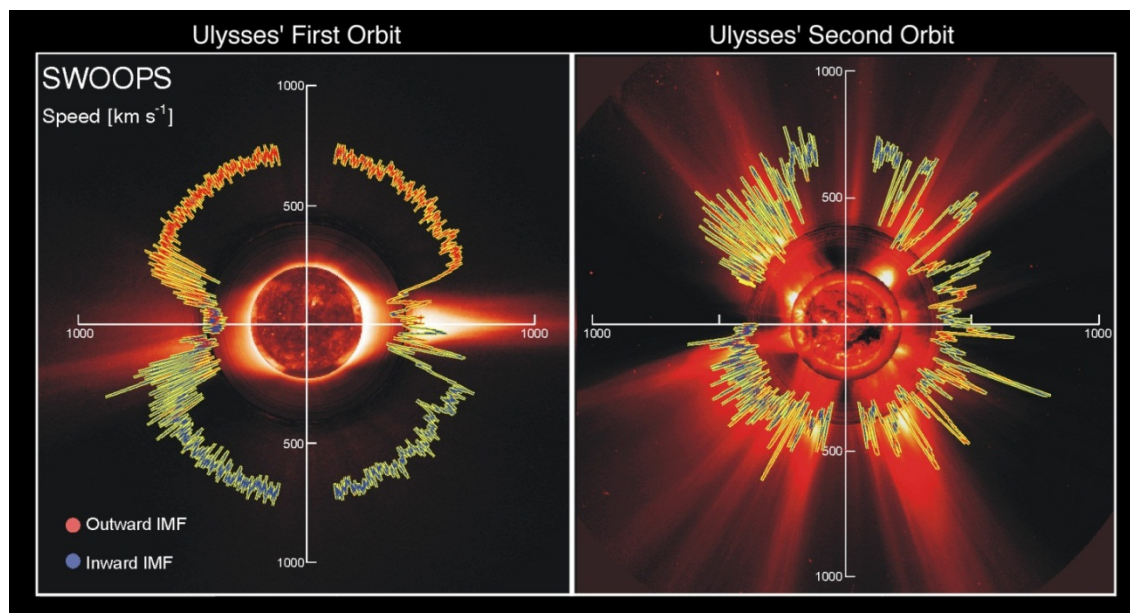


Figure 4.1-1. La connexion Soleil-héliosphère. Sur ces deux graphiques, la vitesse du vent solaire mesurée par l'instrument SWOOPS le long des deux premières orbites de la sonde Ulysses est tracée en coordonnées polaires avec un code de couleur indiquant la direction du champ magnétique (bleu pour le champ entrant, rouge pour le champ sortant). Le temps débute à gauche et progresse dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. La première orbite d'Ulysses correspondait à une période de minimum d'activité solaire, alors que la deuxième s'est déroulée durant le maximum. Les images du Soleil et de sa couronne (obtenues par les instruments EIT, Mk IV et LASCO) sont typiques de ces deux niveaux d'activité. La combinaison unique d'instruments de Solar Orbiter permettra d'établir le lien entre les structures observées dans la couronne et les propriétés du vent solaire mesurées *in situ*. (D'après McComas et al. 2008)

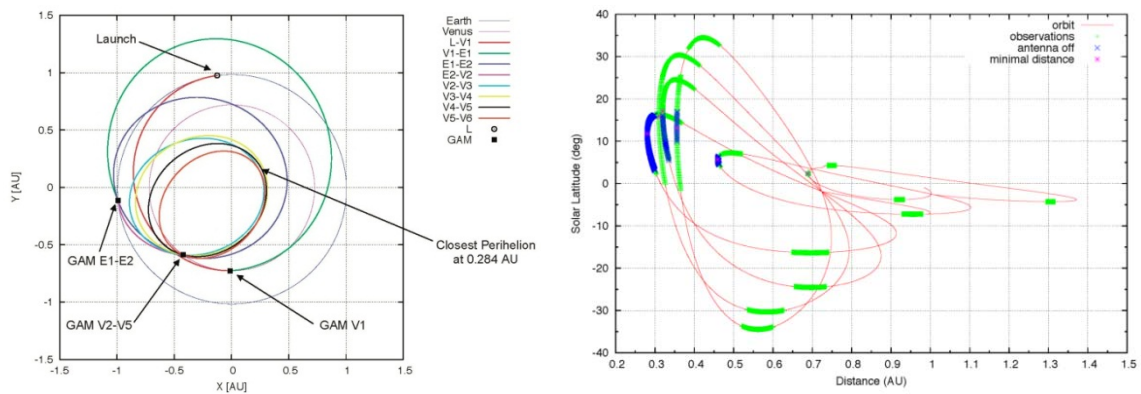


Figure 4.1-2. L'orbite de Solar Orbiter. A gauche, vue depuis le nord de l'écliptique montrant les manœuvres d'assistance gravitationnelle (GAM) avec la Terre et Venus. A droite, la latitude héliographique de la sonde en fonction de sa distance au Soleil au cours de la mission. Les périodes d'observations sont notées en vert.

plan de l'écliptique. En plus de vues à haute résolution (environ 100 km sur le Soleil) et la possibilité d'observer les pôles, cette orbite réduit la rotation apparente du Soleil durant les passages au périhélie, permettant ainsi des observations prolongées des régions sources qui produisent les perturbations mesurées *in situ*. Le lancement est prévu depuis Cape Canaveral par un lanceur américain. Plusieurs manœuvres d'assistance gravitationnelle seront utilisées pour finalement placer la sonde sur une orbite elliptique autour du Soleil de 168 jours de période avec un périhélie à 0.28 U.A., soit légèrement plus proche que Mercure (0.3 U.A.) La sonde approchera le Soleil au plus près environ trois ans et demi après le lancement (Figure 4.1-2). Ensuite, toutes les trois ou quatre orbites, la gravité de Venus sera utilisée pour augmenter progressivement l'inclinaison. La mission nominale s'achèvera sept ans après le lancement alors que la sonde aura atteint 25° d'inclinaison par rapport à l'équateur solaire. Une extension de la mission devrait permettre d'atteindre plus de 35 degrés d'inclinaison.

Table 4.1-1. Les instruments de Solar Orbiter

Instrument	Mesures
SWA	Propriétés des constituants du vent solaire: électrons, protons, alphas, ions lourds
EPD	Composition et fonctions de distribution des particules suprathermiques
MAG	Champ magnétique
RPW	Ondes électromagnétiques et électrostatiques dans le vent solaire
PHI	Champ magnétique vectoriel et vitesse Doppler dans la photosphère
EUI	Images du disque et de la couronne en UV/EUV à haute résolution et grand champ
SPICE	Spectroscopie EUV à haute résolution du disque et de la couronne solaires
STIX	Images et spectres des émissions X
METIS	Images et spectres de la couronne visible, UV et EUV
SoloHI	Images en lumière blanche de la couronne étendue

Du fait de cette orbite très particulière, Solar Orbiter est une mission très ambitieuse non seulement scientifiquement, mais aussi techniquement. La sonde et son instrumentation seront soumises à un environnement très rude nécessitant des solutions spécifiques. La densité de rayonnement solaire atteinte à 0.28 U.A. (environ 13 fois celle au niveau de la Terre) impose l'utilisation d'un bouclier thermique. Les panneaux solaires doivent être orientables pour pouvoir fonctionner dans les conditions de température et d'illumination très variables entre le périhélie et l'aphélie. Le flux de particules est aussi très contraignant pour certains composants optiques ou électroniques qui doivent être spécialement qualifiés. Les caractéristiques principales de la charge utile sont résumées dans la Table 4.1-1.

Les quatre instruments *in situ* (SWA, EPD, MAG et RPW) permettront une caractérisation détaillée des particules et des champs électriques et magnétiques du vent solaire. Les instruments de télédétection (PHI, EUI, SPICE, STIX, METIS et SolOHI) fourniront, *via* imagerie et spectroscopie à haute résolution et grand champ, des diagnostics du plasma solaire depuis l'intérieur de l'étoile jusqu'à la naissance du vent. Je suis co-Investigateur des instruments EUI, METIS, SPICE et SoloHI. Dans la section 4.1.1 je présente plus en détail EUI qui est l'instrument sur lequel se concentre la majeure partie de mes travaux instrumentaux.

4.1.1 EUI

EUI (Extrême Ultraviolet Imager) observera le Soleil dans l'extrême ultraviolet (Fe X 17.4nm et He II 30.4nm) et à Lyman α (121.6 nm). EUI (Figure 4.1-3) se compose de deux imageurs à haute résolution HRI (High Resolution Imager) et d'un imageur à grand champ FSI (Full Sun Imager). Le champ d'observation de HRI est de 17 minutes d'arc et la résolution spatiale de 1 seconde de degré. Le champ d'observation de FSI est de 3.8x3.8 degrés avec une résolution spatiale de 9 secondes de degrés. La bande passante à 17.4 nm, centré sur un groupe de raies du Fe IX à XI, sensibles à des températures de plasma d'environ un million de degré, permet de détecter les boucles coronales, plumes polaires dans les trous coronaux, les points brillants, les CMEs, etc. Les bandes à 30,4 nm et 121.6 nm sont sensibles au plasma chromosphérique et de la région de transition, et sont bien adaptées pour révéler le réseau chromosphérique, les spicules, les protubérances, les filaments, etc.

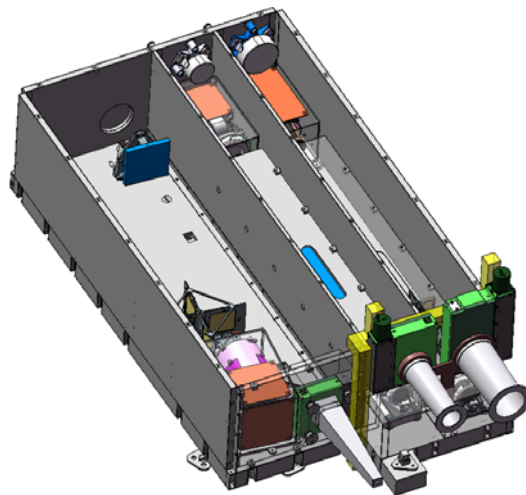


Figure 4.1-3. Vue CAO de EUI. De gauche à droite on voit le canal grand champ (FSI), le canal Lyman α , et le canal EUV.

Je contribue à EUI à plusieurs niveaux. En tant qu'« instrument scientist », j'ai la responsabilité de m'assurer que l'instrument atteindra les performances qui lui permettront de remplir ses objectifs scientifiques. Par ailleurs, je mène des développements technologiques pour plusieurs sous-systèmes critiques de l'instrument. J'ai proposé pour FSI un schéma optique simple mais efficace permettant un instrument compact et performant (Auchère, et al., 2005). Une pupille de 5 mm de diamètre est située 700 mm devant un miroir elliptique hors axe (Figure 4.1-3). Un filtre d'aluminium situé à 240 mm derrière la pupille rejette la lumière visible et infrarouge. Deux types de filtres Al/Zr et Al/Mg sont portés par une roue à filtre à proximité du détecteur APS. Ces deux types de filtres isolent l'une ou l'autre des deux raies d'émission réfléchies par le revêtement multicouche double

bande du miroir (Figure 4.1-4). Contrairement au principe maintenant classique de EIT, TRACE ou AIA, ce système permet d'observer plusieurs longueurs d'onde avec une seule ouverture d'entrée. De plus, le fait d'utiliser un seul miroir permet de maximiser l'efficacité totale de l'instrument, et donc de réduire la dimension de la pupille d'entrée. Au final, on réduit considérablement la chaleur entrant dans l'instrument par rapport à un concept classique, ce qui est particulièrement important étant donné l'orbite de la sonde. Le concept de multicouches bi-bandes est développé en collaboration avec l'Institut d'Optique (Hecquet, et al., 2009) et permet non seulement de réfléchir deux bandes passantes, mais aussi d'éteindre des longueurs d'ondes indésirables dans les bandes. La roue à filtre ainsi que les filtres Al/Mg et Al/Zr font chacun l'objet d'un programme de R&T financé par le CNES. Le développement de FSI a largement bénéficié de l'expérience acquise sur HeCOR. Comme je l'ai déjà mentionné, FSI est très similaire à la partie arrière de HeCOR et nous avons de ce fait pu tester très en avance de phase les propriétés de ce concept,

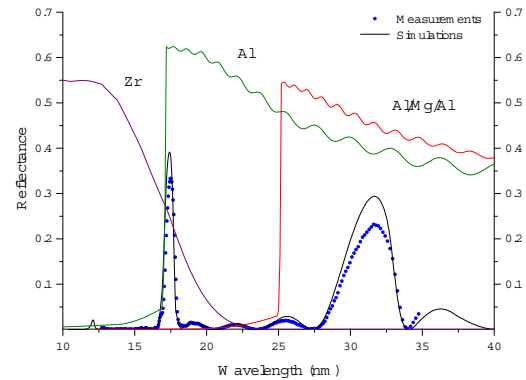


Figure 4.1-4. Principe de la sélection des bandes dans FSI. En noir et bleu la réflectivité théorique et mesurée du dépôt double bande. En vert, le filtre Al d'entrée laisse passer le deux bandes. Les filtres Al/Zr (en violet) et AL/Mg (en rouge) portés par la roue à filtres permettent de sélectionner une bande ou l'autre

4.1.2 Solar Orbiter, l'hélium coronal et l'irradiance

Les observations de Solar Orbiter en général et de EUV en particulier vont me permettre de vérifier certains des résultats que j'ai pu obtenir durant les années passées. Comme je l'ai déjà mentionné, FSI et METIS observeront la raie à 30.4 nm de He II (section 2.6). J'utiliserai donc leurs données pour tester les conclusions que j'ai pu tirer des observations de HeCOR au sujet des variations d'abondance d'hélium dans la couronne. Ces deux instruments observeront durant différentes phases d'activité, ce qui devrait permettre de déterminer si les variations d'abondance sont bien fonction du facteur d'expansion des tubes de flux. La capacité spectrale de METIS offrira aussi des diagnostics complémentaires avec par exemple la possibilité de mesurer la température des ions.

Par ailleurs, les vues hors écliptique de Solar Orbiter permettront de confirmer la dépendance latitudinale de l'irradiance EUV que j'ai pu déduire à partir de données obtenues dans le plan de l'écliptique (Auchère, et al., 2005). Du fait des caractéristiques orbitales de la vaste majorité des engins spatiaux, le flux solaire a été essentiellement mesuré au niveau de la Terre ou dans le plan de l'écliptique. Les données existantes ne reflètent donc pas directement le fait que la distribution latitudinale du flux est largement anisotrope. En effet, dans l'EUV, la répartition non uniforme à la surface du Soleil de structures contrastées sombres (comme les trous coronaux) et brillantes (comme les régions actives) produit à la fois la modulation rotationnelle (ou longitudinale) bien connue, mais aussi une forte anisotropie latitudinale. Bien que cet effet ait été largement ignoré jusqu'à présent, l'anisotropie latitudinale affecte de façon significative les conditions physiques dans la couronne et dans l'héliosphère et devrait donc être prise en compte dans de nombreux cas. J'ai

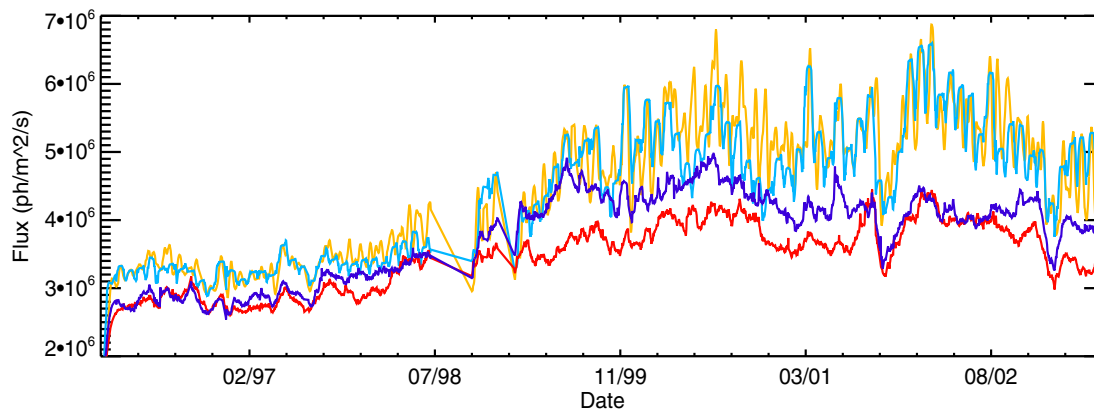


Figure 4.1-5. Modèle de l'irradiance à 30.4 nm. Orange : pour la position de SOHO. Bleu clair : pour un observateur dans le plan de l'écliptique en co-rotation avec le Soleil. Bleu : pour un observateur stationné au-dessus du pôle nord du Soleil. Rouge : au-dessus du pôle sud.

développé une méthode pour calculer le flux EUV à une position quelconque dans l'héliosphère à partir d'images obtenues par EIT dans le plan de l'écliptique. Cette procédure a été utilisée pour produire des cartes quotidiennes de l'illumination du ciel entre Janvier 1996 et Août 2003, c'est à dire les huit premières années du cycle solaire 23. La Figure 4.1-5 montre le flux calculé à 30.4 nm pour quatre observateurs situés à 1 U. A. du Soleil, mais à des latitudes différentes. On constate que le rapport entre les flux polaires et équatoriaux varie entre 0.9 en période de minimum et 0.6 en période de maximum. Une différence de 20% est aussi constatée entre les pôles nord et sud.

Les implications des anisotropies du flux EUV sont diverses. Par exemple, en supposant une distribution de densité de l'hydrogène interplanétaire, les variations sur le ciel de la radiation rétrodiffusée à Lyman α peuvent être utilisées pour déduire des écarts à la symétrie du flux de masse du vent solaire. Cependant, (Cook, et al., 1981) ont montré que l'anisotropie du flux Lyman α source (le disque solaire) peut être un facteur aussi important que les variations du vent que l'on en déduit. On peut aussi citer l'influence de ces anisotropies sur les diagnostics de vitesse du vent solaire par atténuation Doppler (Auchère, 2005).

Les observations de FSI à des latitudes solaires élevées, jusqu'à plus de 30 degrés durant la mission étendue, permettront de mesurer directement l'anisotropie du flux solaire EUV à 17.4 nm et 30.4 nm. FSI n'observe pas tout le spectre, mais ses deux bandes permettent de capturer les deux modes essentiels de l'atmosphère du Soleil. La bande à 30.4 nm est sensible au plasma plus froid de la chromosphère ou de la région de transition. La bande à 17.4 nm est, elle, sensible au plasma plus chaud de la couronne autour de 1 MK. On pourra donc valider le modèle établi avec les données de SOHO dans deux régimes différents et complémentaires. Ces mesures seront, à ma connaissance, les premières mesures directes du flux solaire hors du plan de l'écliptique.

4.2 Mesurer le champ magnétique coronal

Le champ magnétique est l'un des acteurs majeurs de l'activité solaire et stellaire. Probablement produit par effet dynamo dans la région de la tachocline, le champ magnétique est transporté par convection vers la surface où il se manifeste par diverses formes d'activité, dont les taches solaires sont les plus évidentes. Dans la couronne, le champ magnétique est matérialisé quand les tubes de flux sont remplis de plasma, formant ainsi des boucles de toutes dimensions (Figure 4.2-1). La

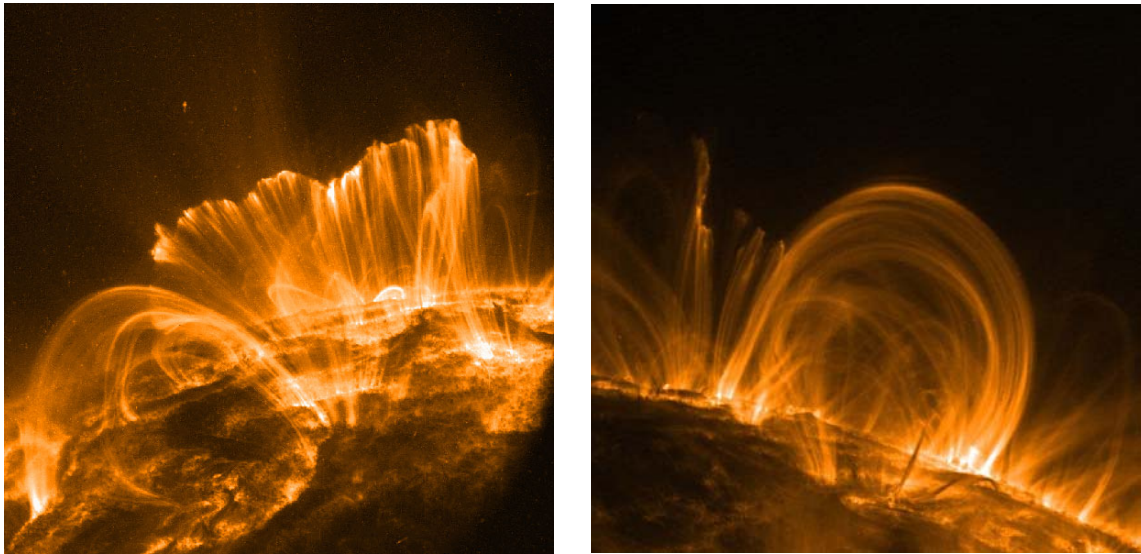


Figure 4.2-1. Observations par le satellite TRACE de boucles coronales matérialisant la topologie complexe du champ magnétique coronal.

topologie et l'intensité du champ magnétique sont d'une importance fondamentale pour la physique du Soleil et de l'héliosphère. La configuration du champ à la base de la couronne est directement liée à la géo-effectivité de l'activité solaire. La physique des CMEs, et en particulier de leur déclenchement, est déterminée en grande partie par le champ magnétique. Dans les trous coronaux, les lignes de champ magnétique sont ouvertes et sont directement connectées au champ interplanétaire. Quand ces structures sont situées à des latitudes basses, les écoulements de vent solaire rapide correspondants peuvent balayer la Terre et perturber la magnétosphère. Tous ces phénomènes ont une forte influence sur l'environnement spatial de la Terre,

En dépit de son rôle fondamental pour la physique du Soleil et de l'héliosphère, le champ magnétique de l'atmosphère de notre étoile reste largement méconnu. Ceci est essentiellement dû au fait que c'est une quantité très difficile à mesurer (Casini, et al., 2005). Notre connaissance de sa force et de son orientation est principalement basée sur des extrapolations d'observations photosphériques, et non de mesures directes. Ces extrapolations fournissent de précieux indices (Régner, et al., 2002), mais comme elles requièrent de fortes hypothèses sur des quantités critiques mais non mesurées, et comme elles sont basées sur des mesures délicates du champ photosphérique transverse, elles ne peuvent reproduire précisément les topologies complexes et la dynamique déduites des observations. Les extrapolations de champ ne peuvent simplement pas remplacer des mesures directes. La mesure du champ magnétique coronal est reconnue par la communauté internationale comme une étape clé de la compréhension de l'héliosphère.

4.2.1 Principe de la mesure

Dans la photosphère et dans la chromosphère où le champ magnétique est fort, l'effet Zeeman produit une séparation des niveaux atomiques et une polarisation de la lumière émise. La spectro-polarimétrie Zeeman est utilisée couramment pour mesurer le champ dans les couches les plus basses de l'atmosphère. Cependant, dans la couronne, où le champ est plus faible et le plasma plus chaud, la séparation Zeeman devient plus petite que l'élargissement Doppler des raies spectrales. Dans la couronne, la spectro-polarimétrie Zeeman utilisant des raies infra-rouges du Fe XIII (Lin, et

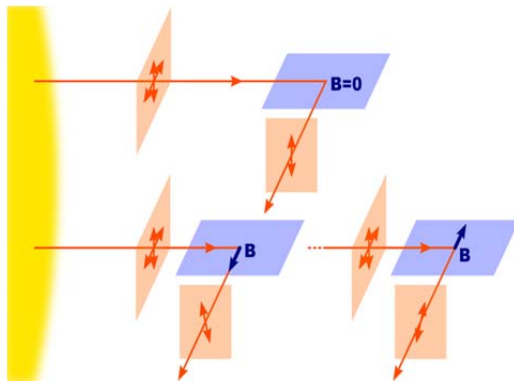


Figure 4.2-2. Illustration de la modification de l'intensité et de l'orientation de la polarisation de raies formées par diffusion résonnante par la présence d'un champ magnétique horizontal (Trujillo Bueno, et al., 2005).

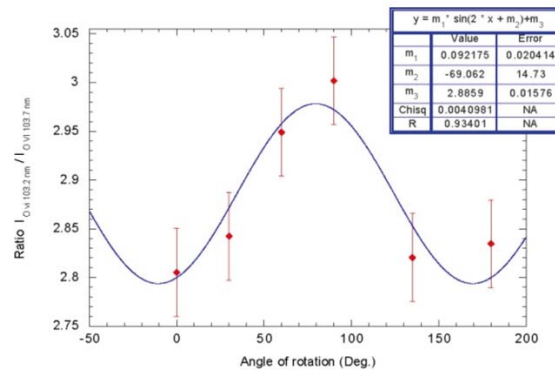


Figure 4.2-3. Première détection d'un signal de polarisation Hanle pour le doublet à 103.2/103.7 nm de O VI (Raouafi, et al., 1999). La courbe montre la modulation du signal avec l'orientation du polariseur.

al., 2004) (Toczyk, et al., 2008) n'est praticable qu'au-dessus des régions actives où le champ est suffisamment fort.

L'effet Hanle fournit un moyen simple et efficace de mesurer le champ magnétique dans la couronne étendue (Trujillo Bueno, et al., 2005). Il a déjà été montré que l'effet Hanle est un outil viable pour mesurer le champ dans les protubérances (Leroy, 1988) (Bommier, et al., 1994), (Trujillo Bueno, et al., 2002) (Casini, et al., 2005). En l'absence de champ magnétique, les raies formées par diffusion résonnante du rayonnement chromosphérique sont polarisées linéairement. En présence d'un champ magnétique perpendiculaire à la radiation incidente, la direction et le degré de polarisation de ces raies sont modifiées (Figure 4.2-2).

Les raies spectrales sensibles à l'effet Hanle suffisamment intenses dans la couronne sont les premières raies de la série de Lyman de l'hydrogène d'une part, et quelques raies du Fer comme la raie du Fe XIV dite "verte" à 530.6 nm. La théorie de l'effet Hanle pour ces raies a été développée par (Sahal-Bréchet, 1974) et (Bommier & Sahal-Bréchet, 1982). Une raie est sensible à une intensité typique du champ magnétique donnée par $\omega\tau=1$, où ω est la pulsation de Larmor et τ est le temps de vie du niveau haut de la transition. Cette valeur vaut 53, 16 et 7 G respectivement pour les raies Lyman α , β et γ (Bommier, 2012). Dans le cas de la raie interdite du Fe XIV, l'effet Hanle sature à cause du très long temps de vie du niveau haut de la transition. Cette raie est de ce fait sensible seulement à la direction du champ magnétique. L'effet Hanle n'est

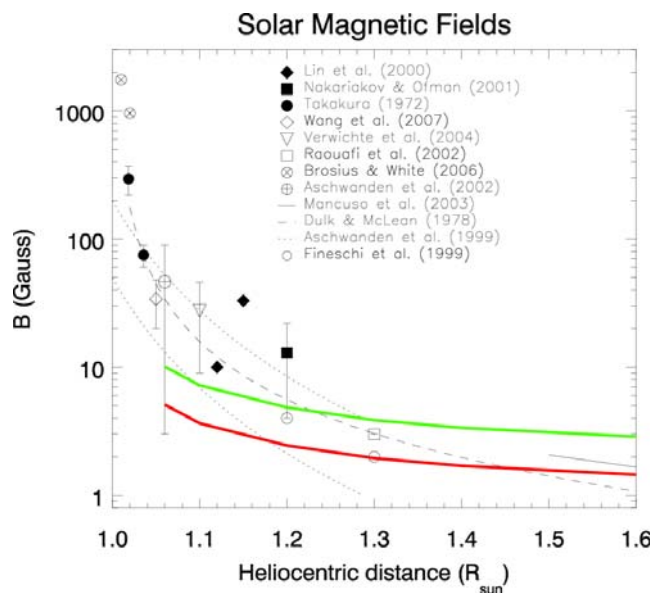


Figure 4.2-4. Estimations de l'intensité du champ magnétique en fonction de l'altitude au-dessus du bord solaire par plusieurs auteurs. Les courbes vertes et rouge montrent les limites de détection à Lyman α pour des rapports signal à bruit de 100 et 200 respectivement.

pas saturé dans le cas des raies de la série de Lyman qui sont donc sensibles à la fois à l'intensité et à la direction du champ. Avec Moncef Derouich, qui a effectué un post-doc à l'IAS, j'ai pu montrer que le signal de polarisation Hanle est toujours présent après intégration sur la ligne de visée dans une configuration magnétique réaliste (Derouich, et al., 2010). En utilisant des observations de SUMER, (Raouafi, et al., 1999) ont obtenu la première détection de polarisation Hanle dans la couronne avec le doublet de O VI à 103.2/103.7 nm (Figure 4.2-3). Ces résultats pionniers obtenus avec un instrument non conçu pour cette application établissent clairement qu'un instrument dédié serait capable d'effectuer des mesures du champ magnétique de façon routinière.

A Lyman α , entre le bord solaire et environ 2 R_s , (Fineschi, et al., 1992), (Derouich, et al., 2010), (Khan & Landi Degl'Innocenti, 2011) et (Bommier, 2012) trouvent des degrés de polarisation P allant de quelques pourcents à $P \sim 15\%$. La dépolarisation attendue comparée au cas sans champ atteint 50%. Les mêmes auteurs trouvent une rotation de la direction de polarisation allant de -10° à $+10^\circ$. Ces modifications de la polarisation de la raie sont les signatures non équivoques de l'effet Hanle. La précision $\Delta\psi$ de la détermination de l'angle de rotation ψ (c'est à dire le décalage de phase du degré de polarisation P) est directement reliée au rapport signal à bruit SNR de la mesure. Le plus faible champ magnétique mesurable est donné par $\Delta\psi \sim 1/(P \times SNR) \sim B_{min}(G)/55.4$ (Fineschi, et al., 1992). En considérant les intensités du champ et les degrés de polarisation attendus, un SNR de 100 à 200 est nécessaire pour une détection à 3σ (Figure 4.2-4). Cette valeur est fondamentale pour un instrument dédié à la mesure de l'effet Hanle. Comme la polarisation attendue est linéaire, il n'est besoin de mesurer que les paramètres de Stokes I, Q et U.

4.2.2 LYOT, ECLISPE, SIGMA

Je travaille depuis une dizaine d'années au développement d'instrumentation spatiale dédiée à la mesure du champ magnétique coronal. Comme décrit plus haut, l'approche choisie est de parvenir à mesurer la polarisation de raies spectrales sensibles à l'effet Hanle, en particulier les raies de la série de Lyman de l'hydrogène.

Dans le cadre de la mission franco-chinoise SMESE (Vial, et al., 2007), nous avons étudié LYOT (LYman Orbiting Telescopes), un coronographe à occultation interne fonctionnant à Lyman α et capable de mesurer la polarisation de cette raie avec la précision requise. J'ai étudié le concept optique et en tant qu'« Instrument Scientist », j'avais la responsabilité globale des spécifications de LYOT. Pour garantir que les performances nécessaires soient atteintes, j'ai engagé et suivi plusieurs projets de développements technologiques concernant des optiques de très basse rugosité, des détecteurs UV optimisés à Lyman α , et des dépôts optiques polarisants. Après une phase A techniquement réussie, la mission SMESE a cependant été annulée pour des raisons budgétaires.

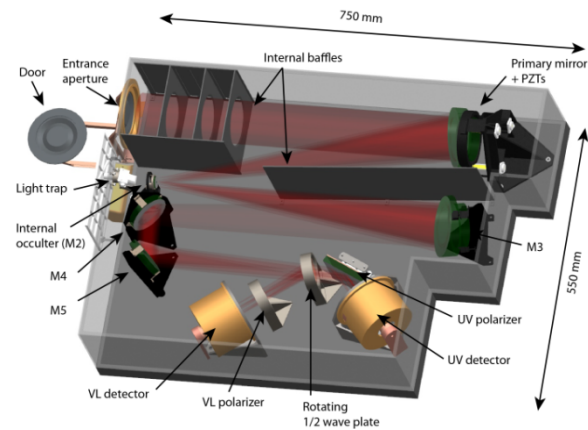


Figure 4.2-5. Vue schématique de MAGIC, coronographe à occultation interne développé pour déterminer le champ magnétique coronal à partir de mesures de polarisation de la raie Lyman α .

Néanmoins, les objectifs scientifiques de LYOT étant plus que jamais d'actualité, et le concept instrumental ayant encore mûri depuis, j'ai depuis proposé ce type d'instrument à plusieurs reprises. ECLIPSE, proposé en réponse à l'appel d'offres pour l'instrumentation de Proba 3 (mission ESA de démonstration technologique de vol en formation), reprenait le concept général de LYOT mais avec des performances accrues du fait de ressources systèmes plus généreuses. MAGIC (Figure 4.2-5) a lui été proposé en 2012 en réponse à l'appel d'offres ESA pour de petites missions spatiales. Le principe général reste celui de LYOT, mais les capacités d'analyse de la polarisation sont plus poussées. La mesure est effectuée en combinant une lame 1/2 onde tournante et un polariseur linéaire sous angle de Brewster. Ce dernier utilise les revêtements Al/MgF₂ polarisants de haute réflectivité (plus de 55%) développés durant la phase A de LYOT (Bridou et al. 2011). Ces dépôts polarisants ont aussi été adoptés par l'équipe japonaise de la fusée sonde CLASP (dont je suis co-I) qui utilisera l'effet Hanle pour mesurer le champ magnétique chromosphérique. Je poursuis ces développements techniques, et je continue à œuvrer pour que des mesures du champ magnétique coronal deviennent à terme un des outils fondamentaux à la disposition de la communauté.

RÉFÉRENCES

- Aellig, M. R., Lazarus, A. J. & Steinberg, J. T., 2001. *Geophysical Research Letters*, 28(14), p. 2767.
- Antonucci, E., Abbo, L. & Telloni, D., 2011. *Space Science Reviews*, Volume online first.
- Antonucci, E., Doderò, M. A. & Giordano, S., 2000. *Solar Physics*, Volume 197, p. 115.
- Antonucci, E., Fineschi, S., Garidol, D. & Noci, G., 2000. *SPIE proceedings*, Volume 4139, p. 378.
- Aschwanden, M. J. & Acton, L. W., 2001. *Astrophysical Journal*, 550(1), p. 475.
- Aschwanden, M. J. & Nightingale, R. W., 2005. *Astrophysical Journal*, Volume 633, p. 499.
- Auchère, F., 2000. *Thèse de Doctorat*, Orsay: Université Paris Sud 11.
- Auchère, F., 2005. *Astrophysical Journal*, Volume 622, pp. 737-743.
- Auchère, F. & Artzner, G. E., 2004. *Solar Physics*, Volume 219, p. 217.
- Auchère, F., Cook, J. W. & McMullin, D. M., 2005. *Astrophysical Journal*, Volume 625, p. 1036.
- Auchère, F., Guennou, C. & Barbey, N., 2012. *EAS Publications Series*, 55(207), p. 207.
- Auchère, F. et al., 2007. *SPIE proceedings*, p. 66890A.
- Auchère, F., Rizzi, J., Philippon, A. & Rochus, P., 2011. *Journal of the Optical Society of America A*, Volume 28, p. 40.
- Auchère, F. et al., 2005. *SPIE proceedings*, Volume 5901, p. 298.
- Bame, S. J., Asbridge, J. R., Feldman, W. C. & Gosling, J. T., 1977. *Journal of Geophysical Research*, Volume 82, p. 1487.
- Barbey, N., Auchère, F., Rodet, T. & Vial, J.-C., 2008. *Solar Physics*, Volume 248, p. 409.
- Barbey, N., Guennou, C. & Auchère, F., 2011. *Solar Physics*, Volume 181.
- Bommier, V., 2012. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 539, p. A122.
- Bommier, V., Landi Degl'Innocenti, E., Leroy, J.-L. & Sahal-Brechot, S., 1994. *Solar Physics*, 154(2), p. 231.

- Bommier, V. & Sahal-Bréchet, S., 1982. *Solar Physics*, Volume 78, p. 157.
- Brosius, J. W. D. J. M. T. R. J., 1996. *Astrophysical Journal Supplement Series*, Volume 106, p. 143.
- Brown, J. C., Dwivedi, B. N., Sweet, P. A. & Almléaky, Y. M., 1991. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 249, p. 277.
- Buergi, A. & Geiss, J., 1986. *Solar Physics*, 103(2), p. 347.
- Byhring, H. S., 2011. *Astrophysical Journal*, Volume 738, p. 172.
- Casini, R., Bevilacqua, R. & López Ariste, A., 2005. *Astrophysical Journal*, Volume 622, p. 1265.
- Cook, J. W., Meier, R. R., Brueckner, G. E. & van Hoosier, M. E., 1981. *Astrophysical Journal*, 97(394).
- Cook, J. W., Newmark, J. S. & Moses, J. D., 1999. Noordwijk, ESA SP-446, p. 241.
- Craig, I. J. D. & Brown, J. C., 1976. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 49, p. 239.
- Craig, I. J. D. & Brown, J. C., 1986. *Inverse problems in astronomy: A guide to inversion strategies for remotely sensed data*. Bristol, England and Boston, MA: Adam Hilger, Ltd.
- Cranmer, S. R. et al., 1999. *Astrophysical Journal*, 511(1), p. 481.
- David, C. et al., 1998. *Astronomy & Astrophysics Letters*, Volume 336, p. L90.
- Del Zanna, G. & Mason, H. E., 2003. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 406, p. 1089.
- Delaboudinière, J.-P. A. G. E. & Brunaud, J., 1995. *Solar Physics*, Volume 162, p. 291.
- Dere, K. P., 1978. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 70, p. 439.
- Dere, K. P. et al., 1997. *Astronomy & Astrophysics Supplements*, Volume 125, p. 149.
- Dere, K. P., Landi, E. & Young, P. R., 2009. *Astronomy & Astrophysics*, 498(3), p. 915.
- Derouich, M., Auchère, F., Vial, J.-C. & Zhang, M., 2010. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 511, p. A17.
- Fineschi, S., Hoover, R. B. & Walker, A. B. C., 1992. *Proceedings of the SPIE*, Volume 1742, p. 423.
- Fludra, A. & Sylwester, J., 1986. *Solar Physics*, Volume 105, p. 323.
- Gabriel, A. H., 1971. *Solar Physics*, Volume 21, p. 393.
- Gabriel, A. H. et al., 1995. *Advances in Space Research*, 15(7), p. 63.
- Geiss, J., Hirt, P. & Leutwyler, H., 1970. *Solar Physics*, 12(3), p. 458.
- Gibson, S. E. et al., 1999. *Journal of Geophysical Research*, 104(A5), p. 9691.
- Golub, L. & Deluca, E. A. G., 2007. *Solar Physics*, Volume 243, p. 63.
- Goryaev, F. F., Parenti, S. & Urnov, A. M., 2010. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 523, p. A44.
- Guennou, C. et al., 2012. *Astrophysical Journal*, Volume soumis.
- Guhathakurta, M. et al., 1999. *Journal of Geophysical research*, 104(A5), p. 9801.
- Habbal, S. R. & Esser, R., 1994. *Astrophysical Journal*, 421(1), p. L59.
- Hannah, I. G. & Kontar, E. P., 2012. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 539, p. A146.
- Hansteen, V. H., Leer, E. & Holzer, T. E., 1994. *Astrophysical Journal*, 428(2), p. 843.

- Hansteen, V. H., Leer, E. & Holzer, T. E., 1997. *Astrophysical Journal*, Volume 482, p. 498.
- Hecquet, C., 2009. s.l.: s.n.
- Hecquet, C., Delmotte, F. & Ravet-Krill, M.-F., 2009. *Applied Physics*, Volume 95(2), p. 401.
- Jeffries, J. T., Orrall, F. Q. & Zirker, J. B., 1972. *Solar Physics*, Volume 22, p. 307.
- Joselyn, J. & Holzer, T. E., 1978. *Journal of Geophysical Research*, Volume 83, p. 1019.
- Judge, P. G., Hubeny, V. & Brown, J. C., 1997. *Astrophysical Journal*, Volume 475, p. 275.
- Kashyap, V. & Drake, J. J., 1998. *Astrophysical Journal*, Volume 503, p. 450.
- Khan, A. & Landi Degl'Innocenti, E., 2011. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 532, p. A70.
- Klimchuk, J. A., 2006. *Solar Physics*, Volume 234, p. 41.
- Kohl, J. et al., 1998. *Astrophysical Journal Letters*, 510(1), p. L59.
- Laming, J. M., 2004. *Astrophysical Journal*, Volume 614, p. 1063.
- Laming, J. M. & Feldman, U., 2003. *Astrophysical Journal*, 527(1), p. 461.
- Landi, E. & Landini, M., 1997. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 327, p. 1230.
- Leroy, J.-L., 1988. *Proc. of the 9th Sac. Peak Summer Symposium*, Volume 422.
- Lin, H., Kuhn, J. R. & Coulter, R., 2004. *Astrophysical Journal Letters*. Volume 613(2), p. L177.
- Marocchi, D., Antonucci, E. & Giordano, S., 2001. *Annales Geophysicae*, 19(2), p. 135.
- Martinez-Sykora, J. D. P. B., Testa, P. & Hansteen, V., 2011. *Astrophysical Journal*, 743(1), p. 23.
- Mason, H. E. & Monsignor Fossi, B. C., 1994. *Astronomy & Astrophysics Reviews*, Volume 6, p. 123.
- Noci, G. et al., 1997. s.l., ESA, A. Wilson, p. 75.
- Ofman, L., 2000. *Geophysical Research Letters*, 27(18), p. 2885.
- Patchett, B. E., Norman, K., Gabriel, A. H. & Culhane, J. L., 1981. *Space Science Review*. 29(4), p. 431.
- Pottasch, S. R., 1963. *Astrophysical Journal*, Volume 137, p. 945.
- Pottasch, S. R., 1964. *Space Science Reviews*, Volume 3, p. 816.
- Priest, E. R., Foley, C. R. & Heyvaerts, J., 2000. *Astrophysical Journal*, 539(2), p. 1002.
- Raouafi, N.-E., Lemaire, P. & Sahal-Bréchet, S., 1999. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 345, p. 999.
- Raymond, J. C. et al., 1997. *Solar Physics*, 175(2), p. 645.
- Raymond, J. C., Suleiman, R. M., van Ballegoijen, A. A. & Kohl, J. L., 1997. Noordwijk, ESA-SP415, p. 383.
- Reale, F., 2002. *Astrophysical Journal*, 580(1), p. 566.
- Reale, F., 2010. *Living Reviews in Solar Physics*.
- Reale, F., Testa, P., Klimchuk, J. & Parenti, S., 2009. *Astrophysical Journal*, Volume 698, p. 756.
- Régnier, S., Amari, T. & Kersalé, E., 2002. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 392, p. 1119.

- Sahal-Bréchet, S., 1974. *Astronomy & Astrophysics*, Volume 36, p. 355.
- Schmeltz, J. T., Nasraoui, K. & Rightmire, L. A., 2009. *Astrophysical Journal*, Volume 691, p. 503.
- Siddon, R. L., 1985. *Med. Physics*, Volume 12, p. 252.
- Toczyk, S. et al., 2008. *Solar Physics*, Volume 247, p. 411.
- Trujillo Bueno, J., Landi Degl'Innocenti, E., Casini, R. & Martinez-Pillet, V., 2005. Noordwijk, ESA-SP588, p. 203.
- Trujillo Bueno, J. et al., 2002. *Nature*, Volume 415, p. 403.
- Vial, J.-C., Auchère, F. & Chang, J., 2007. *Advances in Space Research*, Volume 40, p. 1787.
- von Steiger, R. et al., 2000. *Journal of Geophysical Research*, 105(A12), p. 27217.
- Wang, Y.-M., 1994. *Astrophysical Journal Letters*, 437(1), p. L67.
- Weber, M. A., Deluca, E. E., Golub, L. & Sette, A. L., 2004. s.l., A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskaya & A. G. Kosovichev.
- Weber, M. A., Schmeltz, J. T., DeLuca, E. E. & K., R. J., 2005. *Astrophysical Journal Letters*, Volume 635, p. L101.
- Withbroe, G. L., 1975. *Solar Physics*, Volume 45, p. 301.
- Zhitnik, I., Kuzin, S., Bugaenko, O. & Ignat'ev, A., 2003. *Advances in Space research*, 32(12), p. 2573.
- Zhukov, A. N. et al., 2008. *Astrophysical Journal*, 680(2), p. 1532.

INDEX

A

- Abondance d'hélium 14, 17, 42
AIA..... 55
Atténuation Doppler..... 19, 43

C

- CCD..... 26
Champ magnétique..... 66
CME *Voir* Ejections Coronales de Masse
Collimateur..... 31
Courant d'obscurité 35

D

- Déconvolution 40
Diaphragmes..... 29
Diffusion résonante..... 42
Diffusion résonnante..... 15, 19, 40
Doppler Dimming *Voir* Atténuation Doppler

E

- Effet Hanle 68
EIT 9, 31, 39, 53
Ejections Coronales de Masse..... 12
Equilibre d'ionisation..... 15, 20, 40

- EUI 10, 64
Extrapolations de champ magnétique..... 45, 67

F

- Facteur d'expansion 18
Facteur d'expansion 46
FESTIVAL..... 11, 39, 57
Filtres 34, 65
Friction Coulombienne 20
FSI 10, 46, 47
Fuite de lumière 34, 36

I

- Irradiance 65

L

- LASCO 39, 53
Lumière diffusée 23, 32, 42
LYOT 10, 69

M

- Mesure Différentielle d'Emission 11, 53
Mesure Différentielle d'Emission 40
METIS..... 46

Microscope à force atomique.....25
 Miroir de réjection29
 Multicouches22

O

Observatoires Virtuels59
 Occulteur.....27, 31

P

Plumes polaires38, 52
 Potentiel d'ionisation17
 PSF37

R

Relations Soleil Terre61
 Rendement quantique31
 Rugosité.....23, 25

S

SECCHI.....11, 53

Sédimentation gravitationnelle..... 20
 SOHO 53
 Solar Orbiter..... 10, 46, 47, 60, 61
 STEREO 10, 11, 52
 Streamers 39
 Synchrotron Soleil 25

T

Tomographie..... 11, 49
 Trous coronaux..... 17

U

UVCS..... 16, 18, 19

V

Vignettage 32, 40
 Visualisation de données 57

ANNEXE A : CURRICULUM VITAE

Dr. Frédéric Auchère**Curriculum Vitæ**

Né le 13 novembre 1974 à Paris, France

Astronome Adjoint

Institut d'Astrophysique Spatiale

Bâtiment 121, Université Paris-Sud

91405 Orsay, France

Tel : +33 1 69 85 87 33

Fax : +33 1 69 85 87 01

frederic.auchere@ias.u-psud.fr**Titres Universitaires**

Université Pierre et Marie Curie, Paris VI

2000	Thèse de doctorat: " <i>Contribution à l'étude de l'hélium dans la couronne solaire. Observations du télescope spatial EIT.</i> "
1997	DEA de physique des gaz et des plasmas. Obtenu avec mention.
1996	Maîtrise de physique théorique.
1995	License de physique fondamentale. Obtenue avec mention.
1994	DEUG Sciences et Structure de la Matière. Obtenu avec mention.

Parcours

Depuis 2006	Astronome Adjoint - Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Orsay, France
2003-2005	Post-doc. CNES - IAS, Orsay, France
1998-2002	Pos-doc. - EIT support scientist - NASA/Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD
1998-2000	Ph.D. fellow - NASA/Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD

Activités d'enseignement

Depuis 2006	Co-organisation du module post-Master de l'ED Astronomie et Astrophysique d'IDF : "Traitement du signal en astrophysique".
Depuis 2010	Enseignement à distance pour la formation "Fenêtres sur l'Univers" de l'Observatoire de Paris.
2006-2007	TD "instabilités dans les plasmas" au DEA de physique des gaz et des plasmas.

Responsabilités administratives

2007-2012	Membre du groupe thématique Soleil Hélosphère, Magnétosphères du CNES.
200(-2012	Membre de comités de revue pour la NASA
2006-2009	Membre élu du conseil de laboratoire de l'IAS.
2008-2010	Membre du bureau du Centre de Compétences Techniques Optique et Optoélectronique du CNES.
2009-2011	Membre de la commission électorale de l'IAS.
2006-2008	Membre de la CSE 34.

Responsabilités liées à la recherche

Depuis 2005	PI de l'instrument EIT de la sonde SOHO.
Depuis 2004	PI du coronographe HeCOR (fusée sonde).
Depuis 2005	Co-I de l'instrument SECCHI / STEREO.
Depuis 2007	Co-I et instrument scientist de l'instrument EUV / Solar Orbiter.
Depuis 2007	Co-I des instruments, SPICE, METIS et SoloHI de Solar Orbiter.
2009-2010	Responsable scientifique de la R&T CNES "Roue à filtre compacte pour Solar Orbiter".
2009-2010	Responsable scientifique de la R&T CNES "Filtres métalliques minces pour Solar Orbiter"
Depuis 2006	Responsable scientifique du développement du logiciel de visualisation "FESTIVAL" http://www.ias.u-psud.fr/stereo/festival/
2004-2008	Co-I et instrument scientist de l'instrument LYOT / SMESE.
2004-2006	Responsable de l'équipe internationale ISSI " <i>EUV Solar Irradiance at High Heliographic Latitudes</i> " http://www.issibern.ch/teams/EUV*Irr/index.htm
2009	Co-organisation (SOC) du meeting STEREO 3 / SOHO 22. http://www.sstd.rl.ac.uk/stereo-soho/
2007	Co-organisation du 5ème meeting du consortium SECCHI/STEREO http://www.ias.u-psud.fr/stereo/main_1st.php

Encadrement

2010-2011	Co-encadrement (50%) de la thèse de Chloé Guennou Publications : Barbey, N., Guennou, C. & Auchère, F. 2011, " <i>TomograPy: A Fast, Instrument-Independent, Solar Tomography Software</i> ", Sol. Phys., online first Guennou, C. Auchère, F., Soubrié, E. et al. 2012, " <i>On the Accuracy of the Differential Emission Measure Diagnostics of Solar Plasmas. Application to AIA / SDO. Part I & II</i> ", ApJ, soumis
2008-2009	Co-encadrement (75%) du post-doc de Yu Dai Publication : Dai, Y. Auchère, F., Vial, J.-C. et al. 2010, " <i>Large-scale Extreme-Ultraviolet Disturbances Associated with a Limb Coronal Mass Ejection</i> ", ApJ, 708, 913
2006-2008	Co-encadrement (30%) de la thèse de Nicolas Barbey Publication: Barbey, N., Auchère, F., Rodet, T., & Vial, J.-C., 2008, " <i>A Time-Evolving 3D Method Dedicated to the Reconstruction of Solar Plumes and Results Using Extreme Ultraviolet Data</i> ", Sol. Phys., 248, 409
2005-2012	Encadrement de huit stagiaires du niveau 3 ^{ème} au niveau école d'ingénieur

Synthèse des travaux

2005-2009	Développement du coronographe EUV HECOR lancé avec succès le 14 septembre 2009 à bord d'une fusée sonde depuis le Nouveau Mexique. HECOR est le premier coronographe développé par l'IAS. Il a obtenu des images de la couronne solaire dans la raie de résonance de l'hélium une fois ionisé (30.4 nm). Durant mon
-----------	---

-
- travail de thèse, j'avais montré les limitations de l'instrumentation existante pour l'observation de cette raie. Cet instrument a été conçu afin de palier ces limitations. Les données sont actuellement en cours de réduction pour analyse. Les résultats permettront de contraindre les modèles d'accélération du vent solaire.
-
- 2006-2012 Développement en collaboration avec le L2S/Supélec d'un code d'inversion tomographique d'images de la couronne solaire. Ce code permet de prendre en compte l'évolution temporelle des structures observées pendant la durée de l'acquisition (quelques jours). Les résultats déjà obtenus fournissent de précieuses informations sur la géométrie des structures appelées plumes polaires et dont le rôle dans l'accélération du vent solaire rapide est toujours mal compris. A l'avenir, ce code sera modifié afin de permettre la reconstruction tridimensionnelle du champ magnétique coronal à partir de mesures de la polarisation par effet Hanle du rayonnement. Ce projet fait l'objet d'une proposition de sujet de thèse.
-
- 2003-2009 Développement d'un modèle d'irradiance solaire EUV. Ce modèle permet de calculer à partir d'images du Soleil prises dans l'EUV des spectres du Soleil tel qu'il serait vu depuis un point quelconque de l'héliosphère. J'ai ainsi mis en évidence l'anisotropie de flux solaire dans l'EUV. Cette anisotropie a un impact sur de nombreux processus physiques dans l'héliosphère. Par exemple, la prise en compte de l'anisotropie permet de corriger les taux de photoionisation de l'Helium neutre provenant du milieu interstellaire. Depuis 2006, l'assimilation des données de la mission STEREO permet d'améliorer de façon significative la modélisation hors de la ligne Terre Soleil, et permet aussi maintenant des prédictions de flux solaire avec une avance de quelques jours.
-
- 2003-2012 Développement d'instrumentation spatiale pour l'observation du Soleil. Contributions importantes à plusieurs consortia internationaux. Je mène plusieurs programmes de R&T visant à développer des techniques innovantes d'imagerie dans l'EUV.
-

ANNEXE B: PUBLICATIONS

Articles dans des revues à comité de lecture

- [1] Guennou, C. **Auchère, F.**, Soubrié, E. et al. 2012, “*On the Accuracy of the Differential Emission Measure Diagnostics of Solar Plasmas. Application to AIA / SDO. Part I: Isothermal plasmas*”, ApJ, accepté
- [2] Guennou, C. **Auchère, F.**, Soubrié, E. et al. 2012, “*On the Accuracy of the Differential Emission Measure Diagnostics of Solar Plasmas. Application to AIA / SDO. Part II: Multithermal plasmas*”, ApJ, accepté
- [3] Seaton, D. B., Berghmans, D., Nicula, B., et al. dont **Auchère, F.** 2012, “*The SWAP EUV Imaging Telescope Part I: Instrument Overview and Pre-Flight Testing*”, Sol. Phys., in press
- [4] Peter, H., Abbo, L., Andretta, V., et al. dont **Auchère, F.** 2012, “*Solar magnetism eXplorer (SolmeX). Exploring the magnetic field in the upper atmosphere of our closest star*”, Esp. Astron., 33(2-3), 271
- [5] Dudok de Wit, T., Moussaoui, S., Guennou, C., et al. dont **Auchère, F.** 2012, “*Coronal Temperature Maps from Solar EUV images: a Blind Source Separation Approach*”, Sol. Phys., in press
- [6] Teriaca, L., Andretta, V., **Auchère, F.**, et al. 2011, “*LEMUR: Large European module for solar Ultraviolet Research*”, Exp. Astron., online first
- [7] Barbey, N., Guennou, C. & **Auchère, F.** 2011, “*TomograPy: A Fast, Instrument-Independent, Solar Tomography Software*”, Sol. Phys., online first
- [8] Wilhelm, K., Abbo, L., **Auchère, F.**, et al. 2011, “*Morphology, dynamics and plasma parameters of plumes and inter-plume regions in solar coronal holes*”, Space Sci. Rev., in press.

- [9] Gopalswamy, N., Davila, J. M., St. Cyr, O. C. et al. dont **Auchère, F.** 2011, “*Earth-Affecting Solar Causes Observatory (EASCO): A potential International Living with a Star Mission from Sun-Earth L5*”, Jour. Atm. and Sol.-Terr. Phys., 73(5-6), 658
- [10] Huang, J., Démoulin, P., Pick, M., et al. dont **Auchère, F.** 2011, “*Initiation and Early Development of the 2008 April 26 Coronal Mass Ejection*”, ApJ, 729, 107
- [11] **Auchère, F.**, Rizzi, J., Philippon, A. & Rochus, P. 2011, “*Minimization of the shadow patterns produced by periodic mesh grids in extreme ultraviolet telescopes*”, JOSA A, 28(1), 40
- [12] Dai, Y. **Auchère, F.**, Vial, J.-C., Tang, Y. H. & Zong, W. G. 2010, “*Large-scale Extreme-Ultraviolet Disturbances Associated with a Limb Coronal Mass Ejection*”, ApJ, 708, 913
- [13] Derouich, M., **Auchère, F.**, Vial, J.-C., & Zhang, M. 2010, “*Hanle signatures of the coronal magnetic field in the linear polarization of the hydrogen LyAlpha line*”, A&A, 511, A7
- [14] Pick, M., Kerdraon, A., **Auchère, F.** et al. 2009, “*Coronal and Interplanetary Structures Associated with Type III Bursts*”, Sol. Phys. 256, 101
- [15] Hecquet, C., Delmotte, F., Ravet-Krill, M.-F., et al. dont **Auchère, F.** 2009, “*Design and performance of two-channel EUV multilayer mirrors with enhanced spectral selectivity*”, Appl. Phys., 95(2), 401
- [16] Barstow, M. A., Burleigh, M. R., Bannister, N. J., et al. dont **Auchère, F.** 2009, “*Stellar and galactic environment survey (SAGE)*”, Astrophys. & Space Sci., 320, 231
- [17] Appourchaux, T., Liewer, P., Watt, M., et al. dont **Auchère, F.**, 2009, “*POLARIS: Polar Investigation of the Sun*”, Exp. Astron., 23(3), 1079
- [18] Barstow, M. A., Kowalski, M. P., Cruddace, R. G., et al. dont **Auchère, F.** 2009, “*Stellar and galactic environment survey (SAGE)*”, Exp. Astron., 23(1), 169
- [19] Kretschmar, M. et al. dont **Auchère, F.** 2009, “*Solar EUV/FUV irradiance variations: analysis and observational strategy*”, Acta Geophys., 57, 42
- [20] Dudok de Wit, T., Lilensten, J., Hochedez, J-F., et al. dont **Auchère, F.** 2008, “*Which solar EUV indices are best for reconstructing the solar EUV irradiance?*”, Adv. In Space Res., 42(5), 903
- [21] Amblard, P.-O., Moussaoui, S., Dudok de Wit, T., et al. dont **Auchère, F.** 2008, “*The EUV Sun as the superposition of elementary Suns*”, A&A, 487(2), L13
- [22] Gautier, J., Delmotte, F., Ravet-Krill, M.-F., et al. dont **Auchère, F.**, 2008, “*Two channel multilayer mirrors for astrophysics*”, Optics Communications, 281, 3032-3035
- [23] Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. dont **Auchère, F.** 2008, “*Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI)*”, SSRv, 136(1-4), 67

- [24] Barbey, N., **Auchère, F.**, Rodet, T., & Vial, J.-C., 2008, "*A Time-Evolving 3D Method Dedicated to the Reconstruction of Solar Plumes and Results Using Extreme Ultraviolet Data*", Sol. Phys., 248, 409
- [25] **Auchère, F.**, Soubrié, E., Bocchialini, K. & Legall, F. 2008, "*FESTIVAL: A Multiscale Visualization Tool for Solar Imaging Data*", Sol. Phys., 248, 213
- [26] Liliensten, J., Dudok de Wit, T., Kretzschmar, M., et al. dont **Auchère, F.**, 2008, "*Review on the solar spectral variability in the EUV for space weather purposes*", Annales Geophys., 26, 269
- [27] Vial, J.-C., **Auchère, F.**, Chang, J., et al. 2008, "*SMESE (SMall Explorer for Solar Eruptions): A microsatellite mission with combined solar payload*", Adv. in Space Res., 41, 183
- [28] Liliensten, J., Dudok de Wit, T., Amblard, P.-O., et al. dont **Auchère, F.** 2007, "*Recommendation for a set of solar EUV lines to be monitored for aeronomy applications*", Annales Geophys., 25, 1299
- [29] Dudok de Wit, T., & **Auchère, F.**, 2007, "*Multispectral analysis of solar EUV images: linking temperature to morphology*", Astronomy and Astrophysics, 466, 347-355
- [30] Vial, J.-C., **Auchère, F.**, Chang, J. et al. 2007, "*SMESE: A SMall Explorer for Solar Eruptions*", Adv. in Space Res., 40, 1787
- [31] Hanuise, C., Cerisier, J. C., **Auchère, F.** et al. 2006, "*From the Sun to the Earth: impact of the 27-28 May 2003 solar events on the magnetosphere, ionosphere and thermosphere*", Annales Geophys., 24, 129
- [32] Artzner, G., **Auchère, F.**, Delaboudinière, J. P., & Bougnet, M., 2006, "*An atlas of solar events: 1996 2005*", Adv. in Space Res., 38, 390-405
- [33] Slemzin, V. A., Kuzin, S. V., Zhitnik, I. A., et al. dont **Auchère, F.** 2005, "*Observations of Solar EUV Radiation with the CORONAS-F/SPIRIT and SOHO/EIT Instruments*", Sol. Syst. Res., 39, 489
- [34] Grechnev, V. V., Chertok, I. M., Slemzin, V. A., et al. dont **Auchère, F.**, 2005, "*CORONAS-F/SPIRIT EUV observations of October-November 2003 solar eruptive events in combination with SOHO/EIT data*", JGR (Space Physics), 110, 9
- [35] **Auchère, F.**, Cook, J. W., Newmark, J. S., et al. 2005, "*The Heliospheric He II 30.4 nm Solar Flux During Cycle 23*", ApJ, 625, 1036
- [36] **Auchère, F.**, 2005, "*Effect of the H I Ly α Chromospheric Flux Anisotropy on the Total Intensity of the Resonantly Scattered Coronal Radiation*", Astrophysical Journal, 622, 737-743
- [37] **Auchère, F.**, Cook, J. W., Newmark, J. S., et al. 2005, "*Model of the all-sky He II 30.4 nm solar flux*", Adv. in Space Res., 35, 388-392

- [38] Zhukov, A. N., & **Auchère, F.**, 2004, "*On the nature of EIT waves, EUV dimmings and their link to CMEs*", *Astronomy and Astrophysics*, 427, 705-716
- [39] **Auchère, F.**, & Artzner, G. E., 2004, "*EIT Observations of the 15 November 1999 Mercury Transit*", *Solar Physics*, 219, 217-230
- [40] Clette, F., Hochedez, J.-F., Newmark, J. S., et al. dont **Auchère, F.** 2002, "*The Radiometric Calibration of the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope*", in *The Radiometric Calibration of SOHO (ESA SR-002)*, Edited by A. Pauluhn, M.C.E. Huber and R. von Steiger, 121
- [41] **Auchère, F.**, Hassler, D. M., Slater, D. C. & Woods, T. N. 2001, "SWRI/LASP Sounding Rocket Inter-Calibration With The Eit Instrument On Board SOHO", *Sol. Phys.*, 202, 269
- [42] **Auchère, F.**, DeForest, C. E. & Artzner, G. 2000, "*In-Flight Determination of the Plate Scale of the Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope*", *ApJL*, 529, L115
- [43] **Auchère, F.**, Boulade, S., Koutchmy, S., et al. 1998, "The prolate solar chromosphere", *A&A*, 336, L57

SPIE proceedings

- [44] Meltchakov, E., Ziani, A., **Auchère, F.**, et al. 2011, "*EUUV reflectivity and stability of tri-component Al-based multilayers*", *Advances in Optical Thin Films IV*. Edited by Dobisz, E. A., Eldada, L. A., Proc. SPIE, 8168, 816819
- [45] Gopalswamy, N., Davila, J. M., **Auchère, F.**, et al. 2011, "*Earth-Affecting Solar Causes Observatory (EASCO): a mission at the Sun-Earth L5*", *Solar Physics and Space Weather Instrumentation IV*. Edited by Fineschi, S., Fennelly, J., Proc. SPIE, 8148, 81480Z
- [46] **Auchère, F.**, Zhang, X., Delmotte, F., Meltchakov, E. & Benmoussa, A. 2011, "*Development of multilayer thin film filters for the full-sun imager on Solar Orbiter*", *Solar Physics and Space Weather Instrumentation IV*. Edited by Fineschi, S., Fennelly, J., Proc. SPIE, 8148, 81480N
- [47] Moses, J. D., Brown, C., Doschek, G. et al. dont **Auchère, F.** 2011, "*The coronal suprathermal particle explorer (C-SPEX)*", *Solar Physics and Space Weather Instrumentation IV*. Edited by Fineschi, S., Fennelly, J., Proc. SPIE, 8148, 81480J
- [48] Ruiz de Galarreta Fanjul, C., Philippon, A., Vial, J.-C., et al. dont **Auchère, F.** 2010, "*Definition of an imaging spectrometer meeting the needs of UV solar physics*", *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray*. Edited by Arnaud, M.; Murray, S. S.; Takahashi, T., Proc. SPIE, 7732, 773236
- [49] Halain, J.-P., Rochus, P., Appourchaux, T., et al. dont **Auchère, F.** 2010, "*The technical challenges of the Solar-Orbiter EUI instrument*", Proc. SPIE, 7732, 77320

- [50] **Auchère, F.** et al. 2007, "*HeCOR: a HELium CORonagraph aboard the Herschel sounding rocket*", Proc. SPIE, 6689, 66890
- [51] Millard, A. A., **Auchère, F.**, Fang, C., et al. 2006, "*SMESE: a combined UV-IR-X-gamma solar mission*", Space Telescopes and Instrumentation II: Ultraviolet to Gamma Ray. Edited by Turner, M. J. L., Hasinger, G., Proc. SPIE, 6266, 62660
- [52] Vives, S., Lamy, P., **Auchère, F.**, et al. 2005, "*Formation flyers applied to solar coronal observations: the ASPICS mission*", Solar Physics and Space Weather Instrumentation. Edited by Fineschi, S., Viereck, R. A., Proc. SPIE, 5901, 305
- [53] **Auchère, F.**, Song, X., Rouesnel, F., et al. 2005, "*Innovative designs for the imaging suite on Solar Orbiter*", Solar Physics and Space Weather Instrumentation. Edited by Fineschi, S., Viereck, R. A., Proc. SPIE, 5901, 298
- [54] Wuelser, J.-P., Lemen, J. R., Tarbell, T. D., et al. dont **Auchère, F.** 2004, "*EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager*", Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. Edited by Fineschi, S., Gummin, M. A., Proc. SPIE, 5171, 111
- [55] Rochus, P. L., Defise, J.-M., Halain, J.-P., et al. dont **Auchère, F.** 2004, "*MAGRITTE: an instrument suite for the solar atmospheric imaging assembly (AIA) aboard the Solar Dynamics Observatory*", Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. Edited by Fineschi, S., Gummin, M. A., Proc. SPIE, 5171, 53
- [56] Vial, J.-C., Song, X., Lemaire, P. et al. dont **Auchère, F.** 2003, "The solar high-resolution imager - coronagraph LYOT mission", Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. Edited by Stephen L. K., Sergey V. A., Proc. SPIE, 4853, 479
- [57] Defise, J.-M., Clette, F. & **Auchère, F.** 1999, "*In-flight characterization and compensation of the optical properties of the EIT instrument*", EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X, Edited by Siegmund, O. H., Flanagan, K. A., Proc. SPIE 3765, 341
- [58] **Auchère, F.**, Hassler, D. M., Slater, D. C. & Woods, T. N. 1999, "*SwRI/LASP sounding rocket intercalibration with the EIT instrument on board SoHO*", EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X, Edited by Siegmund, O. H., Flanagan, K. A., Proc. SPIE 3765, 351
- [59] Artzner, G. E., Auchère, F., Delaboudinière, J.-P., Hochedez, J.-F. E. 1999, "*Equivalent focal length measurements*", Design and Engineering of Optical Systems II, Edited by Merkle, F., Proc. SPIE, 3737, 32

Actes de conférences

- [60] **Auchère, F.**, Guennou, C. & Barbey, N. 2012, "*Tomographic reconstruction of polar plumes*", EAS Publications Series, 55, 207

- [61] Derouich, M., **Auchère, F.**, Vial, J.-C., Zhang, M. 2009, "Polarimetry of the La Line for Coronal Magnetic Field Diagnostic", Solar Polarization 5: In Honor of Jan Stenflo, ASP Conference Series, Berdyugina, S. V., Nagendra, K. N. and Ramelli R. eds., San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 405, 389
- [62] Barbey, N., Rodet, T., **Auchère, F.**, Vial, J.-C., 2007, "Reconstruction tomographique de séquences d'images 3D - Application aux données SOHO/STEREO", Proceedings of the GRETSI conference
- [63] Barbey, N., **Auchère, F.**, Rodet, T., et al. 2006, "Rotational Tomography of the Solar Corona- Calculation of the Electron Density and Temperature", SOHO-17. 10 Years of SOHO and Beyond, Proceedings of the conference, Edited by Lacoste, H., Ouwehand, L. (ESA SP), 617, 82
- [64] Hochedez, J.-F., Appourchaux, T., Defise, J.-M., et al. dont **Auchère, F.** 2006, "EUI, The Ultraviolet Imaging Telescopes Of Solar Orbiter", Proceedings of The Second Solar Orbiter Workshop, Edited by Marsch, E., Tsinganos, K., Marsden, R., Conroy, L. (ESA-SP), 641, 33
- [65] Wang, C., Fang, C., Gan, W., et al. dont **Auchère, F.** 2006, "A brief introduction to SMESE mission", Proceedings of the ILWS Workshop, 211
- [66] Vilinga, J., Koutchmy, S., **Auchère, F.** et al., 2006, "Chromospheric Prolateness: Solar Cycle Variations", Solar Activity and its Magnetic Origin, Proceedings of the 233rd Symposium of the International Astronomical Union held in Cairo, Egypt, Edited by Bothmer; V., Abdel Hady, A., Cambridge: Cambridge University Press, 240
- [67] Appourchaux, T., **Auchère, F.**, Bocchialini, K., et al. 2005, "The Belemos cornerstone: the Sun, the star close to Earth", ESA Special Publication, 588, 389-
- [68] **Auchère, F.** 2005, "EMMA: The EIT MPEG Movies Archive at the Multi Experiment Data Operation Center", Proceedings of the Solar Wind 11 / SOHO 16, "Connecting Sun and Heliosphere" Conference (ESA SP), Whistler, Canada, Edited by Fleck, B., Zurbuchen, T.H., Lacoste, H., 592, 671
- [69] **Auchère, F.**, McMullin, D. R., Cook, J. W., et al. 2005, "A Model for Solar EUV Flux Helium Photoionization Throughout the 3-Dimensional Heliosphere", Proceedings of the Solar Wind 11 / SOHO 16, "Connecting Sun and Heliosphere" Conference (ESA SP), Whistler, Canada, Edited by Fleck, B., Zurbuchen, T.H., Lacoste, H., 592, 327
- [70] **Auchère, F.**, Rodet, T., Barbey, N., et al. 2005, "A three-dimensional tomographic reconstruction of polar plumes with EIT/SOHO", Proceedings of the third French-Chinese Meeting on Solar Physics, Shanghai, 208

- [71] Bocchialini, K., Hanuise, C., Cerisier, J.-C., et al. dont **Auchère, F.** 2005, “*From the Sun to the Earth : impacts of the 2003 May 27-28 solar events*”, Proceedings of the third French-Chinese Meeting on Solar Physics, Shanghai, 203
- [72] Noens, J.-C., Balestat, M.-F., Jimenez, R., et al. dont **Auchère, F.** 2004, “*H/He+ intensity variations of the cool corona, Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*” 223, 291
- [73] Romoli, M., Antonucci, E., Fineschi, S., et al. 2003, “*The Ultraviolet and Visible-light Coronagraph of the HERSCHEL experiment*”, SOLAR WIND TEN: Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference. AIP Conference Proceedings, 679, 846
- [74] Koutchmy, S., di Folco, E., **Auchère, F.**, et al. 1999, “*The Prolate Solar Chromosphere*”, 8th SOHO Workshop: Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona. Proceedings of the Conference held 22-25 June 1999 in Paris, France, ESA Special Publications 446, Edited by Vial, J.-C., B. Kaldeich-Schümann, B., 385
- [75] **Auchère, F.**, Delaboudinière, J. P., Koutchmy, S. & Boulade, S. 1998, “*The polar extension of the solar chromosphere*”, Solar Jets and Coronal Plumes, Proceedings of an International meeting, Guadeloupe, France, 23-26 February 1998, Publisher: Paris: European Space Agency (ESA-SP), 42, 245

ANNEXE C: SÉLECTION D'ARTICLES

TomograPy: A Fast, Instrument-Independent, Solar Tomography Software

N. Barbey · C. Guennou · F. Auchère

Received: 8 March 2011 / Accepted: 9 May 2011
© Springer Science+Business Media B.V. 2011

Abstract Solar tomography has progressed rapidly in recent years thanks to the development of robust algorithms and the availability of more powerful computers. It can today provide crucial insights in solving issues related to the line-of-sight integration present in the data of solar imagers and coronagraphs. However, there remain challenges such as the increase of the available volume of data, the handling of the temporal evolution of the observed structures, and the heterogeneity of the data in multi-spacecraft studies. We present a generic software package that can perform fast tomographic inversions that scales linearly with the number of measurements, linearly with the length of the reconstruction cube (and not the number of voxels), and linearly with the number of cores and can use data from different sources and with a variety of physical models: TomograPy (<http://nbarbey.github.com/TomograPy/>), an open-source software freely available on the Python Package Index. For performance, TomograPy uses a parallelized-projection algorithm. It relies on the World Coordinate System standard to manage various data sources. A variety of inversion algorithms are provided to perform the tomographic-map estimation. A test suite is provided along with the code to ensure software quality. Since it makes use of the Siddon algorithm it is restricted to rectangular parallelepiped voxels but the spherical geometry of the corona can be handled through proper use of priors. We describe the main features of the code and show three practical examples of multi-spacecraft tomographic inversions using STEREO/EUVI

Image Processing in the Petabyte Era
Guest Editors: J. Ireland and C.A. Young

N. Barbey (✉)
Centre d'études de Saclay, Orme des Merisiers, SAp/Irfu/DSM/CEA, Bâtiment 709,
91191 Gif sur Yvette, France
e-mail: nicolas.barbey@cea.fr

C. Guennou · F. Auchère
Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, Bâtiment 121, 91405 Orsay, France

C. Guennou
e-mail: chloe.guennou@ias.u-psud.fr

F. Auchère
e-mail: frederic.auchere@ias.u-psud.fr

and STEREO/COR1 data. Static and smoothly varying temporal evolution models are presented.

Keywords Tomography · Corona · Thomson scattering · Extreme ultra-violet

1. Introduction

1.1. Motivation

Except for the rare case when *in-situ* exploration is practicable, the properties of astronomical objects are deduced from the analysis of the properties of light only. Most astrophysical measurements are therefore affected by the problem of line-of-sight (LOS) integration, *i.e.* the modification of the signal of interest by background and foreground emission and absorption. This problem is one of the major sources of uncertainty in the diagnostics of the solar plasma.

Integration along the LOS tends to confuse structures to the point that measurements crucial to the understanding of coronal physics are difficult to interpret. The controversy about the nature of polar plumes is one example. Polar plumes are observed at visible and UV wavelengths extending quasi-radially over the solar poles. Their appearance in photographic records led to the classical view of plumes as being pseudo-cylindrical structures denser than the surrounding corona. However, such linear features in the images can also result from chance alignments of fainter structures distributed along a network pattern and integrated along the LOS. Both types of plumes have been supported by different authors, and it is possible that the two types coexist. See, *e.g.*, Gabriel *et al.* (2009) for a detailed discussion. Since the two proposed types of plumes have nearly identical properties in remote-sensing data, the true nature of these objects remains a subject of controversy.

One can also cite the problem of background estimation in the coronal-loop debate. As building blocks of the solar corona, loops have been extensively studied. However, we still cannot answer fundamental questions such as what processes are responsible for their formation or for their heating. One of the factors explaining this state of affairs is that the determination of physical parameters such as density and temperature within the loops is rendered difficult by LOS superimposition. For example, Terzo and Reale (2010) have shown that different estimations of the loop-background radiation lead to different temperature profiles and different conclusions regarding the loop cooling.

Different strategies have been devised over the years to overcome the limitations imposed upon remote-sensing data by LOS integration. One obvious approach is to select an observation time when the solar corona presents a simple geometry for which it is possible to estimate the contribution of the various regions of the LOS. When observing polar plumes, for example, data are acquired preferentially at solar minimum when the polar holes are well developed so that the contribution of streamers to the foreground and background is minimum. However, even if these conditions are met, it is likely that several plumes or plumes and inter-plumes are superimposed along the LOS, thus confusing the interpretation. Therefore, favorable observing conditions are generally not sufficient to exclude possible LOS ambiguity.

If a simple coronal configuration cannot be assumed, or more generally if superimpositions cannot be ruled out, one has to devise means of analyzing the LOS content. Spectroscopic techniques such as the Differential Emission Measure (DEM) can be used to estimate the quantity of emitting plasma along the LOS as a function of temperature. If this approach

is able to detect the presence of regions of different temperatures along the LOS, it does not say how the temperatures are distributed spatially. A single multithermal volume can have the same DEM signature as the superimposition of several large-scale isothermal structures.

Line-of-sight ambiguities can be alleviated, at least partially, if one can make several simultaneous observations from different locations. The twin spacecraft of the STEREO mission (Kaiser *et al.*, 2008) were designed to achieve this. The two vantage points that they offer provide precious information on the LOS content. In some cases, especially with a high-contrast object having well-defined boundaries such as coronal loops, direct stereoscopic reconstructions can be performed. Such reconstructions can, for example, be used to assess the quality of the background estimation used in loop studies (*e.g.*, Aschwanden *et al.*, 2008). However for more diffuse objects not presenting sharp boundaries, or for which the visible boundaries can be LOS-integration artifacts, such as streamers, plumes, *etc.*, direct, stereoscopic reconstruction is not reliable. However, if two, or more, viewpoints are available, tomography is a possible approach to inverting the LOS integration.

1.2. Solar Tomography

The term tomography encompasses a wide range of techniques aimed at imaging the internal structure of objects. Tomographic techniques are used in many areas of scientific research such as medicine, geophysics, materials science, and astrophysics. In the particular case of solar tomography, images recording the line-of-sight integration of coronal emission and taken from different viewpoints are used to estimate local physical quantities such as the electron number density or temperature. This is achieved using computed tomographic reconstruction techniques identical to the ones used in medical computer tomography. Mathematically, it is an inversion of the line-of-sight integration. This method is sometimes called Solar Rotational Tomography (SRT) as it generally relies upon the solar rotation to simulate data acquisition from different viewpoints.

However, there are significant differences between SRT and medical computer tomography that renders the problem more difficult to solve in the case of SRT. First, medical imaging scenarios benefit from high signal-to-noise ratio (SNR) measurements and have much higher measurement density than is currently available with solar observatories. But more importantly, medical imaging has much less restriction on the number of points of view. Indeed, most of the time, SRT is restricted to one instantaneous point of view, the only exception being the STEREO twin spacecraft. Another important difference with medical imaging is the presence of an opaque sphere in the middle of the region of interest: the photosphere. A similar issue is the presence of an occulter in coronagraph instruments, which restricts spatial information available in the data. This renders the problem much more ill-posed in SRT than in medical-imaging tomography.

Progress in solar tomography comes from the availability of new data, new physical models, new inversion algorithms, and more powerful computers. Solar tomography can be traced back to Van de Hulst (1950) who presented a one-dimensional inversion of white-light data by fitting an analytic coronal model.

Another seminal paper of SRT is Altschuler and Perry (1972). It introduced computer-aided numerical estimation of the three-dimensional electron density of the corona using data from the K-coronameter of the High Altitude Observatory. The method reduces to a least-square estimation of the coefficients of Legendre polynomials.

Later, Davila (1994) investigated, through simulations, the possibility of performing full three-dimensional (3D) solar tomography of the corona. That article assumed that more than one spacecraft would take data (up to nine actually) and thus did not require data to

be taken at different times. Emission-map estimation was performed using the algebraic reconstruction technique (ART), which is an iterative-gradient method used to invert the linear tomographic model. The maps estimated were reduced to 20×20 grids.

With the availability of the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) data came the first three-dimensional maps of the corona both in white light (*e.g.*, Frazin and Janzen, 2002) with the *Large Angle Spectrometric Coronagraph* (LASCO: Brueckner *et al.*, 1995) and in the ultraviolet (*e.g.*, Panasyuk, 1999) using the *UltraViolet Coronagraph Spectrometer* (UVCS: Kohl *et al.*, 1995). An algorithm-oriented article by Frazin (2000) introduced a penalized likelihood approach minimized using an iterative solver (conjugate gradient) to allow noise mitigation through proper regularization and modeling of the outliers.

Several generalizations were then developed. For example, Wiegelmann and Inhester (2003) introduced a method for the joint estimation of the electron density and the magnetic field while Frazin, Vásquez, and Kamalabadi (2009) presented a reconstruction of the local DEM from EUV images.

The temporal evolution of coronal structures during data acquisition is one of the main issues in coronal tomography. Two different directions have been investigated to address this issue: either assume slow evolution (*e.g.*, Butala *et al.*, 2010) or further restricting the possible evolution to specific structures (*e.g.*, Barbey *et al.*, 2008).

1.3. Outline

In this article we describe TomograPy, an open-source software package implementing the main desirable features in a generic solar tomography code (*e.g.*, Frazin and Kamalabadi, 2005 for a review): capability to use both EUV and white-light data to estimate the local electron density and temperature, modeling the temporal evolution of structures during data acquisition, and performing rotational tomography with multiple spacecraft, *i.e.* with STEREO data.

In Section 2.1 we formulate mathematically the tomographic inversion problem and introduce the notations used in the description of the code given in Section 3. Section 4 gives an overview of the numerical performance of the code while Section 5 describes three practical examples of tomographic reconstructions.

2. Tomographic Inversion

2.1. Linear Inverse Problem

The problem to invert can be expressed by

$$\mathbf{y} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{n}, \quad (1)$$

where \mathbf{y} is for the data, \mathbf{A} is called the physical model, \mathbf{x} is the object map to estimate, and \mathbf{n} is an additive noise (which we will assume Gaussian, independent, and identically distributed).

The physical model represents all of the transformations that link the quantity to estimate (*e.g.* the local emissivity, electron temperature, electron density, *etc.*) to the data. It always includes the line-of-sight integration and the model of temporal evolution, even if this later is implicitly static. The physical model may also include the formation process of the observed lines if one wants to estimate a physical quantity such as the local electron density

or temperature instead of the local emissivity. We restrict ourselves to cases where the data are a linear function of the unknown quantities to determine. It is worth noting, however, that tomographic inversion can be done even if the physical model is non-linear, although accompanied by a significant increase in complexity. An example of non-linear tomography application is electrical capacitance tomography (Soleimani and Lionheart, 2005) which is intrinsically non-linear. Using Monte Carlo Markov Chain (MCMC) methods, it would be feasible to fit non-linear models of Coronal Mass Ejections such as the one provided by Thernisien, Vourlidas, and Howard (2009).

2.2. Bayesian View on Linear Inversion

In the Bayesian paradigm, a probability density function (PDF) is associated with each variable. To invert the class of problems described by Equation (1), one needs to know the statistical properties of the noise $[\mathbf{n}]$, which gives the likelihood. One also needs to define a prior on the unknowns $[\mathbf{x}]$: it gives the PDF of \mathbf{x} knowing the data $[\mathbf{y}]$, which is called the posterior on \mathbf{x} . This is done through Bayes' rule, given by

$$f(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \mathcal{M}) = \frac{f(\mathbf{y}|\mathbf{x}, \mathcal{M})f(\mathbf{x}|\mathcal{M})}{f(\mathbf{y}|\mathcal{M})}, \quad (2)$$

where \mathcal{M} regroups all of the assumptions on the model. In this article, the PDF of \mathbf{x} given \mathbf{y} is denoted $f(\mathbf{x}|\mathbf{y})$.

In the case of a Gaussian multivariate likelihood and prior, the posterior is also Gaussian, and thus fully determined by its mean and covariance matrix. This is summed up in

$$\begin{aligned} f(\mathbf{x}|\mathcal{M}) &\sim \mathcal{N}(\mathbf{0}, \sigma_x^2(\mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1}), \\ f(\mathbf{y}|\mathbf{x}, \mathcal{M}) &\sim \mathcal{N}(\mathbf{A}\mathbf{x}, \sigma_n^2 \mathbf{I}), \\ f(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \mathcal{M}) &\sim \mathcal{N}(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\Sigma}), \\ \hat{\mathbf{x}} &= \hat{\Sigma} \mathbf{A}^T \mathbf{y}, \\ \hat{\Sigma} &= (\mathbf{A}^T \mathbf{A} + \lambda \mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1}, \\ \lambda &= \frac{\sigma_x^2}{\sigma_n^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

where $\mathcal{N}(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\Sigma})$ is a multivariate Gaussian of mean $\boldsymbol{\mu}$ and covariance $\boldsymbol{\Sigma}$. In Equation (3) we assumed an independent Gaussian noise of variance σ_n^2 , so that the covariance of the likelihood is $\sigma_n^2 \mathbf{I}$ where \mathbf{I} is the identity matrix. We defined a zero-mean prior $[f(\mathbf{x}|\mathcal{M})]$ with \mathbf{B} being a prior model. \mathbf{B} can be, for instance, a finite-difference operator. A zero-mean prior combined with a finite-difference operator means that the finite difference of the map tends to be close to zero. In other words, this prior would favor smoother solutions over non-smooth solutions close to the data. This is a sensible choice for the electron density at the scales considered. σ_n and consequently λ are free parameters. It is possible to assign a PDF to λ in order to estimate this parameter in an unsupervised way but it results generally in very resource-consuming algorithms. In this article, we will restrict ourselves to a fixed λ in a supervised way.

Characterizing the solution in a Bayesian way requires the estimation of both $\hat{\Sigma}$ and $\hat{\mathbf{x}}$. $\hat{\mathbf{x}}$ gives the most probable solution and $\hat{\Sigma}$ gives information about the uncertainties in the unknowns. However, in most practical cases, the covariance matrix $[\hat{\Sigma}]$ is too large to be

stored in memory, and one only keeps $\hat{\mathbf{x}}$. In this case, a full matrix inversion is not required, and one can estimate \mathbf{x} much faster using iterative schemes such as the conjugate-gradient method.

Since \mathbf{x} is the maximum *a posteriori* (MAP) of the problem, it is also the minimum of the co-log-likelihood as written thus:

$$\begin{aligned}
 \hat{\mathbf{x}} &= \arg \min_{\mathbf{x}} \{ J(\mathbf{x}) \} \\
 &= \arg \min_{\mathbf{x}} \{ -\log[f(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \mathcal{M})] \} \\
 &= \arg \min_{\mathbf{x}} \{ -\log[f(\mathbf{y}|\mathbf{x}, \mathcal{M})f(\mathbf{x}|(M))] \} \\
 &= \arg \min_{\mathbf{x}} \{ \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{x}\|^2 + \lambda\|\mathbf{B}\mathbf{x}\|^2 \} \\
 &= (\mathbf{A}^T \mathbf{A} + \lambda \mathbf{B}^T \mathbf{B})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{y}
 \end{aligned} \tag{4}$$

The term $\|\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{x}\|^2$ is a simple least-squares term. It defines the closeness to the data. The second term $\|\mathbf{B}\mathbf{x}\|^2$ is a regularization term that prevents the estimate from being noisy. In terms of matrix inversion, $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$ is ill-conditioned and $\mathbf{B}^T \mathbf{B}$ is added in order to have a better-conditioned matrix. To find $\hat{\mathbf{x}}$, iterative-gradient methods need only the definition of the criterion $J(\mathbf{x})$ and its gradient $\nabla_{\mathbf{x}} J$. Gradient methods can be orders of magnitude faster than the full inversion of the matrix, especially when \mathbf{A} and \mathbf{B} are sparse or when the problem has been properly preconditioned.

3. Main Features of TomograPy

3.1. Fast Parallelized Projector

TomograPy is a Python (Van Rossum (Centrum voor Wiskunde en Informatica), 1995) package built around a C implementation of the Siddon algorithm (Siddon, 1985) of line-of-sight integration, and is thus restricted to rectangular parallelepiped voxels. This C projector has been parallelized using OpenMP (Dagum and Menon, 2002). NumPy (Oliphant, 2006) is a requirement as well as PyFITS (Barrett and Bridgman, 1999) to handle FITS data files. Optionally, one can use SciPy (Jones, Oliphant, and Peterson, 2001) sparse matrix optimization routines to perform fast linear inversions. The algorithm has been carefully optimized using meta-programming techniques to avoid if statements and function pointers in the inner loop. This has been done using templates of C code, *i.e.* replacing key values in the source template to generate variations in the C sources for various application (*e.g.* float and double values, projection and back-projection, presence of an obstacle or not). Here the word template is not to be confused with C++ templates but is more closely related to the notion of a web template. The same idea is used in NumPy itself and allows for more flexibility than pure C code.

The projection algorithm provided with TomograPy can be used with a variety of estimation methods as long as they rely on the linear-operator interface. It allows for fast testing of various optimization strategies. Results presented in this article will exclusively use conjugate-gradient schemes, but TomograPy provides other options. The key requirement is for the algorithm to rely on matrix–vector operations.

See Section 4 for an analysis of the performance and scaling of this implementation. The TomograPy projector is well tested and provided with a test suite, which fully covers this part of the code.

3.2. Instrument Independence

TomograPy takes as input FITS files (Flexible Image Transport System: Wells, Greisen, and Harten, 1981) containing fully calibrated images expressed in units consistent with the physical model chosen by the user. TomograPy internally uses the World Coordinate System (WCS) (Calabretta and Greisen, 2002; Greisen and Calabretta, 2002) standard keywords to determine the position of the observer and to define the projector from the data and the desired format of the object map. TomograPy will therefore accept any data compliant with the WCS standard. As the data of most current instruments are already provided as WCS-compliant FITS files, all that is required is to store a set of calibrated files in a directory that TomograPy will be pointed to. For data that do not conform to WCS, it is straightforward to write a small wrapper that will handle the instrument-specific metadata and convert them into the corresponding WCS keywords.

TomograPy allows inversions using data from multiple spacecraft, for example with STEREO-A and -B and SOHO. The data from the different instruments nonetheless need to be consistent, *i.e.* to record the same physical quantity.

3.3. Physical Models

As stated in Section 2.1, any linear model can be inverted using the same framework. TomograPy provides with the possibility to perform inversions with the several models described in this section. The TomograPy projector already discussed in Section 3.1 is a building block for all of the models described here. We will first describe models of temporal evolution and then models of line emission. It is possible to combine these models to perform, for example, multi-spacecraft, smooth, temporal-rotational tomography. In the future, it will be possible to combine the models presented here with models not yet available in TomograPy such as the Differential Emission Measure model (Frazin, Vásquez, and Kamalabadi, 2009) or magnetic-field models (Wiegelmann and Inhester, 2003).

3.3.1. Single Spacecraft Static Tomography

This is the simplest case. In the next two sections we will consider only the line-of-sight inversion without assumptions on the line formation process. In this case, static rotational tomography of the solar corona can easily be formulated as in Equation (1) once discretized. In this article, we will assume that the object-map cube has been discretized using contiguous rectangular parallelepiped voxels of identical shape; it is a requirement of the Siddon algorithm. Since the intensity on one detector results from the integration along the line of sight of the emission in the observed object, it can be expressed as

$$y_j = \sum_i P_{i,j} e_i + n_j, \quad (5)$$

where y_j is the intensity of the detector j , e_i is the emission in the voxel j , and $P_{i,j}$ is the length of the segment of the line of sight i that corresponds to the voxel j , and n_j is the noise observed on detector j . Reformulating Equation (5) in terms of vectors and matrices,

we obtain Equation (6), where the t index refers to the time at which the data have been taken.

$$y_t = P_t e_t + n_t, \tag{6}$$

where P , the TomograPy projector, is the most basic block for building physical models. Note that we indexed both axes of the detector using one index as well as the voxels of the object map. We can do the same on a time index, since we assume that there is no temporal evolution (e does not vary with t). Regrouping all of the data at all considered instants $[t]$, results in Equation (7) which is similar to Equation (1):

$$y = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ \vdots \\ P_T \end{pmatrix} e + \begin{pmatrix} n_1 \\ \vdots \\ n_T \end{pmatrix} = P e + n. \tag{7}$$

This model can be used to estimate emission maps from EUV data using formula (4). We can use a smoothness prior to avoid having too much noise in the maps. This is done using a finite-difference operator along each axis of the maps for the B matrix. If we want to account for the lower signal-to-noise ratio that we typically have in solar-rotational tomography, we can have finite-difference operators weighted by the altitude of the considered voxels. Finally, we have the following equation:

$$\hat{e}_{SRT} = \arg \min_e \{ \|y - P e\|^2 + \lambda \|D R e\|^2 \}, \tag{8}$$

where D is the finite-difference operator and R is a diagonal operator with the height of the voxels on the diagonal. The use of a smoothness prior increasing linearly with height allows for the maps not to be affected by the difference between spherical grids and Cartesian grids. Spherical grids have bigger voxels at high altitudes increasing the SNR per voxel with height. This is not the case for Cartesian grids but it is compensated by the use of a height-dependent prior.

3.3.2. Multiple-Spacecraft Static Tomography

If now we want to use data from multiple spacecraft, with the static assumption we can use Equation (9) (assuming two spacecraft A and B without loss of generality):

$$\begin{aligned} y_A &= g_A P_A e + n_A, \\ y_B &= g_B P_B e + n_B. \end{aligned} \tag{9}$$

Each of Equations (9) are derived from (7) but both spacecraft can have different gains (g_A and g_B) at the wavelength considered. In this model, it is not possible to assume a different behavior of the filters as a function of the wavelength, since e needs to correspond to emission integrated in one filter. Fortunately, this assumption is valid to a good approximation for several existing instruments. The passbands of the two *Extreme UltraViolet Imagers* (EUVI: Wuelser *et al.*, 2004) on STEREO and those of the *Extreme ultraviolet Imaging Telescope* (EIT: Delaboudinière *et al.*, 1995) have for example been designed to be identical.

Equation (9) can be reformulated as Equation (1) by a simple concatenation as shown in

$$y_{A,B} = \begin{pmatrix} y_A \\ y_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_A P_A \\ g_B P_B \end{pmatrix} e + \begin{pmatrix} n_A \\ n_B \end{pmatrix} = P_{A,B} e + n_{A,B} \tag{10}$$

Finally, multiple-spacecraft tomography in the static case can be formulated as single-spacecraft tomography as long as all of the instruments have the same spectral bandwidth. The only modification is the multiplication by gains, which vary from one instrument to the other. We can then write the estimated map using Equation (4) as in Equation (11):

$$\hat{e}_{\text{SRT,A,B}} = \arg \min_e \{ \|y_{\text{A,B}} - P_{\text{A,B}}e\|^2 + \lambda \|DR_e\|^2 \}. \tag{11}$$

Using a DEM model, it is possible to extend multiple-spacecraft tomography to cases in which the spacecraft have different bandpasses since the spectral response is then integrated into the model. This is the approach followed by (Frazin, Vásquez, and Kamalabadi, 2009).

3.3.3. Smooth Temporal Tomography

Because the corona is not static, dynamic models are desirable. In this case, however, it is no longer possible to simplify Equation (6) as in Equation (7). When temporal evolution is present, the recording of data taken at different times can be expressed as

$$y = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & P_T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ \vdots \\ e_T \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} n_1 \\ \vdots \\ n_T \end{pmatrix} = P_T e_T + n. \tag{12}$$

This results in a highly underdetermined inverse problem since there are T times more unknowns than in Equation (7). This underdetermination can be mitigated using either priors, such as a temporal smoothness prior, or a parameterization of the temporal evolution. Thus a classic, smooth, temporal solar-rotational tomography (STSRT) would perform conjugate-gradient estimation using the criterion given in Equation (13), where D_r and D_t are the finite-difference operators in space and time. Typically, due to strong underdetermination, the hyperparameter λ_t would be greater than λ_r , favoring solutions with small temporal changes:

$$\hat{e}_{\text{STSRT}} = \|y - P_T e_T\|^2 + \lambda_r \|D_r e_T\|^2 + \lambda_t \|D_t e_T\|^2. \tag{13}$$

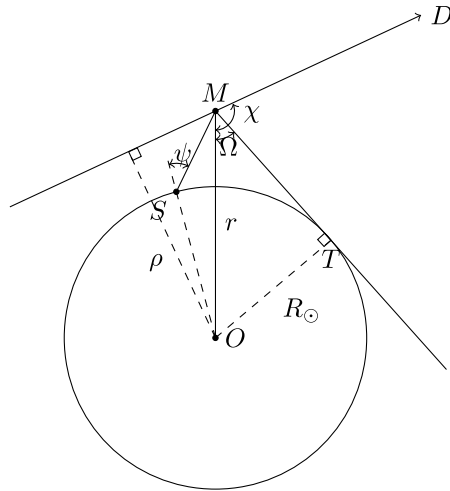
This kind of approach using spatio-temporal regularization has been explored before (Zhang, Ghodrati, and Brooks, 2005; Khalsa and Fessler, 2007).

Following the same approach as in Section 3.3.2, it is possible to generalize this expression to the case of multiple spacecraft.

3.4. EUV Lines

In the case of EUV lines or EUV bands, the dominant formation process of the observed radiation is excitation by collisions between ions and electrons. The local emissivity can thus be supposed to be isotropic in which case the quantity inverted in Sections 3.3.1 to 3.3.3 is directly the local emissivity of the plasma summed over the spectral response of the instrument. Resonant scattering may contribute significantly to EUV bands such as the 17.1 nm and 19.5 nm bands used in, *e.g.*, TRACE, EIT, EUVI, and AIA (Schrijver and McMullen, 2000). If this is confirmed, then the local emissivity is not isotropic and one needs to apply a correction factor to the inverted quantities to deduce plasma emissivities.

Figure 1 Geometry of Thomson scattering in the corona. M is the location of the scattering electron, O is Sun center, S is an emission point on the solar surface, D is the observer, and T is the tangent to the solar surface. ρ is the impact parameter of (DM), r is the distance of the scattering point to Sun center, R_{\odot} is the solar radius. Ω is the angle between the line of sight and the tangent to the solar surface passing through the scattering point.



3.5. White Light: Thomson Scattering

In the case of white-light detectors, the measured intensity is largely dominated by Thomson scattering of the photospheric radiation by free coronal electrons. Figure 1 shows the geometry of Thomson scattering in the corona. Following Billings (1966), the equations of Thomson scattering in the corona are

$$\begin{aligned}
 I_t &= \frac{\pi\sigma}{2} \frac{I_0}{r^2} n_e [(1-u)C_3 + uC_4], \\
 I_t - I_r &= \frac{\pi\sigma}{2} \frac{I_0}{r^2} n_e \frac{\rho^2}{r^2} [(1-u)C_1 + uC_2],
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

$$\begin{aligned}
 C_1 &= \cos \Omega \sin^2 \Omega, \\
 C_2 &= -\frac{1}{8} \left[1 - 3 \sin^2 \Omega - \frac{\cos^2 \Omega}{\sin \Omega} (1 + 3 \sin^2 \Omega) \ln \left(\frac{1 + \sin \Omega}{\cos \Omega} \right) \right], \\
 C_3 &= \frac{4}{3} - \cos \Omega - \frac{\cos^3 \Omega}{3}, \\
 C_4 &= -\frac{1}{8} \left[5 + \sin^2 \Omega - \frac{\cos^2 \Omega}{\sin \Omega} (5 - \sin^2 \Omega) \ln \left(\frac{1 + \sin \Omega}{\cos \Omega} \right) \right],
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

where u accounts for the center-to-limb variation and is a function of wavelength, I_t and I_r are intensities in the radial and transverse directions, n_e is the electron density, r is the distance of the scattering point to the center of the Sun, ρ is the impact parameter of the line of sight, Ω is the angle between the line of sight and the tangent to the solar surface passing through the scattering point, σ is the Thomson-scattering cross-section, and I_0 is the incident intensity.

The important point in these equations is that the intensity is a linear function of the electron density. It is thus possible to directly estimate the electron density using solar tomography on white-light data. Note also that the Thomson-scattering equations can be separated into coefficients that depend on the position [M] in the corona (through r and Ω) and the

line of sight (through the impact parameter $[\rho]$). These coefficients are given by

$$\begin{aligned} o_k &= \rho_k^2, \\ m_j &= \frac{(1-u)C_1(r_j) + C_2(r_j)}{r_j^4}, \\ m'_j &= \frac{(1-u)C_3(r_j) + C_4(r_j)}{r_j^2}. \end{aligned} \tag{16}$$

Measurements are generally decomposed into a polarized brightness [pB] component and a total brightness [B] component. We have

$$\begin{aligned} pB_k &= \frac{\pi\sigma}{2} I_0 \frac{\rho_k^2}{r_j^4} [(1-u)C_1(r_j) + uC_2(r_j)] n_{e,j}, \\ B_k &= \frac{\pi\sigma}{2} I_0 \left\{ -\frac{\rho_k^2}{r_j^4} [(1-u)C_1(r_j) + uC_2(r_j)] \right. \\ &\quad \left. + 2\frac{1}{r_j^2} [(1-u)C_3(r_j) + uC_4(r_j)] \right\} n_{e,j}. \end{aligned} \tag{17}$$

From Equations (16) and (17) one can build linear direct models for pB and B images as in Equation (18), where \mathbf{n}_e is the discretized electron-density map, and \mathbf{i}_{pB} and \mathbf{i}_B are the pB and B images respectively. \mathbf{O} , \mathbf{M} , and \mathbf{M}' are diagonal matrices with o_k , m_j , and m'_j on their diagonals:

$$\begin{aligned} \mathbf{i}_{pB} &= \mathbf{T}_{pB} \mathbf{n}_e + \mathbf{n} \\ &= \mathbf{O} \mathbf{P} \mathbf{M} \mathbf{n}_e + \mathbf{n}, \\ \mathbf{i}_B &= \mathbf{T}_B \mathbf{n}_e + \mathbf{n} \\ &= (-\mathbf{O} \quad \mathbf{I}) \begin{pmatrix} \mathbf{P} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{P} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{M} \\ \mathbf{M}' \end{pmatrix} \mathbf{n}_e + \mathbf{n}. \end{aligned} \tag{18}$$

Note that almost twice as much computation is required for simulation or inversion of total brightness data than for polarized brightness data. A recent application of this model can be found in Frazin *et al.* (2010).

4. Performance

We performed tests on a set of 64 images of 256×256 pixels, and a reconstruction cube of $128 \times 128 \times 128$ voxels. We always use these parameters unless specified otherwise. For these tests there is no obstacle, meaning that the ray tracing is not interrupted as it would have been with the use of a model with an opaque photosphere. There is no mask applied to the data or the map. Tests have been done on a PC with two Quad-Core AMD Opteron™ Processor 2380s and 32 Gigabytes of RAM.

In a more realistic use of TomograPy for solar tomography, the projections would be faster than presented here since masked pixels are not projected and LOS integration is stopped when the ray reaches the photosphere, reducing the number of computations.

Table 1 Performances of the projector as a function of threads.

Cores	1	2	3	4	5	6	7	8
Projection time [s]	97.5	48.6	36.3	26.4	21.2	18.2	16.8	13.9
Back-projection time [s]	145.3	76.8	56.5	41.0	37.0	32.7	30.1	23.9

Table 2 Performance of the projector as a function of image shape.

Image size	128×128	256×256	512×512	1024×1024
Projection time [s]	0.95	3.64	14.53	58.75
Back-projection time [s]	1.61	6.17	24.69	99.54

Table 3 Performance of the projector as a function of the size of the reconstruction cube.

Cube size	128^3	256^3	512^3	1024^3
Projection time [s]	13.84	44.56	195.69	587.56
Back-projection time [s]	24.71	56.64	214.55	610.75

Performance as a function of the number of threads used by OpenMP are shown in Table 1. It shows that the time to compute a projection and a back-projection is not exactly linear with the number of threads. It takes seven times less time to compute a projection with eight threads than with one thread and 6.1 times less to compute a back-projection. Back-projection does not scale as well as projection (the speed-up with multiple cores is better with the projection). This is due to the fact that extra care must be taken while updating the map of voxel values as opposed to the detector values in order to avoid race conditions. Race conditions are for the situation in which the outcome of a computation varies unexpectedly due to the timing of events in different threads. In TomograPy, race conditions occur mainly when two LOS need to update the same voxel at the same time. In the case of the projection, voxel values are only read, so this is not an issue. Race conditions are avoided with the OpenMP atomic pragma directive, which instructs each thread to update voxels sequentially, resulting in a slow-down of computations, but only for this part of the algorithm. Note, however, that the projections and back-projections scale better when the ratio of the number of data samples and the number of voxels decreases. Indeed, in this case, the number of lines of sight intersecting a single voxel decreases, so that it is less probable that several threads try to update the same voxel at the same time.

Performance as a function of the image format is shown in Table 2. As expected, the projection and back-projection duration scales linearly with the image size.

Performance as a function of the reconstruction cube size is shown in Table 3. We can see that the projection and back-projection duration scales linearly with the cube root of the number of voxels. This is expected as the number of voxels along a single LOS is roughly proportional to the number of voxels along one axis of the map and the number of operations is proportional with the number of intersections between LOS and voxels.

Table 4 Ratio of sensitivity between EUVI A and EUVI B as a function of wavelength.

Bandwidth	171	195	284	304
B/A ratio	0.90	0.97	0.95	1.05

5. Examples

5.1. Static Reconstruction using STEREO/EUVI-A and -B

We performed a conjugate-gradient inversion using data from both EUVI A and B. To avoid issues due to differences in filters, we rescaled the EUVI B data to EUVI A levels by dividing by the empirically deduced values provided in Table 4.

This operation is justified, since the passbands of the twin instruments were designed and were measured to be nearly identical. To first order, the difference in spectral response between EUVI A and B is a scaling factor. The image pairs were chosen to be simultaneous with a small lossy-compression factor.

Because of the photosphere opacity, we need a full rotation (four weeks) to have data isotropic coverage of all parts of the reconstruction cube. If we focus only on the poles, this is no longer an issue, and we can use only two weeks of data. We can also use the diversity of points of view provided by STEREO to reduce this duration. At the time of observation, the STEREO spacecraft were separated by 86° , reducing the acquisition time needed for a complete coverage of the corona to three weeks instead of a full solar rotation. For polar regions, the required acquisition time is further reduced to 11 days. We chose pairs of images regularly spaced from 1 to 15 December 2008, with four pairs of images per day and per observatory, resulting in 118 images. The estimated 3D map is a cube of $256 \times 256 \times 256$ voxels centered on the Sun with a width of three solar radii along each axis. In order to save computation time while remaining consistent with the resolution of the reconstruction cube, the images were binned 2×2 . The Carrington rotation rate is assumed.

Figure 2 shows the local emissivity in the reconstructed cube at a constant altitude of 1.05 solar radii. An equi-rectangular projection is used.

As can be seen, part of the projection around 300° of longitude is smoother than the remainder of the projection. This is due to the fact that we used two weeks of data instead of the three weeks required to sample all voxels isotropically with lines of sight. To obtain a better estimate at these locations would have required the use of one more week's data, which would have in turned worsened artifacts due to temporal evolution. Conversely, the polar regions are slightly oversampled because, considering the separation of the STEREO spacecraft, the minimum integration time was 11 days. Figure 4 shows a gnomonic projection of the north polar region at 1.05 solar radii. The coronal hole is clearly visible as the darker central area. Structures in the hole are arranged according to a network pattern. One can identify bright nodules that could be attributed to the classical beam plumes but also elongated structures that could correspond to curtain plumes. This would confirm the proposition by Gabriel *et al.* (2009) that both types of plumes coexist.

As can be seen, some of the voxels have negative values. This is usually explained as resulting from temporal evolution. Indeed, if temporal evolution has occurred during the acquisition of the data, it cannot be correctly modeled with the static assumption made in this inversion. Negative values are thus required to account for a variation of intensity in the data unexplainable by a simple change of viewpoint. This could also be explained by mismodeling of the measurement process, noise or even bias in the data (which could be due to some instrumental artifact).

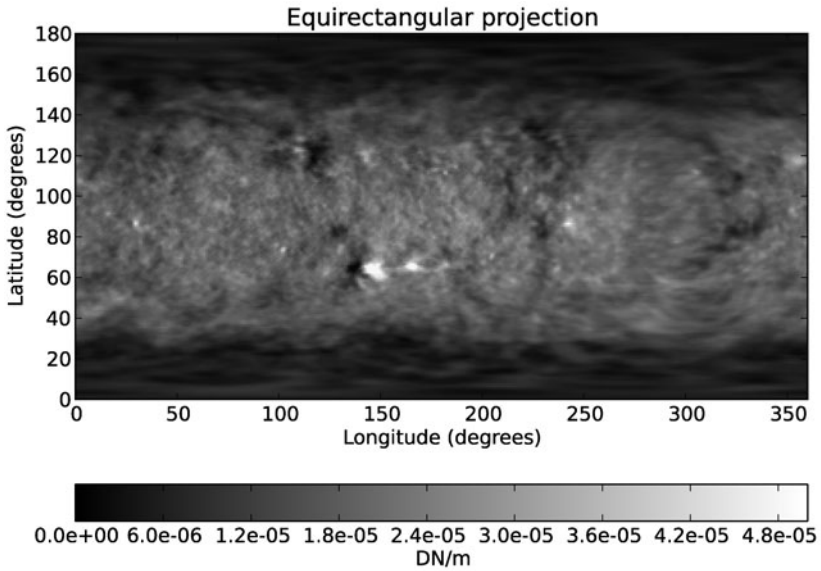


Figure 2 Reconstruction of the 17.1 nm local emissivity at 1.05 solar radii using STEREO/EUVI-A and -B data and assuming a static corona. Input data are 59 pairs of images equally spaced in time from 1 to 15 December 2008. The STEREO separation angle was 86° .

Figure 3 Example of convergence criterion as a function of the iteration index.

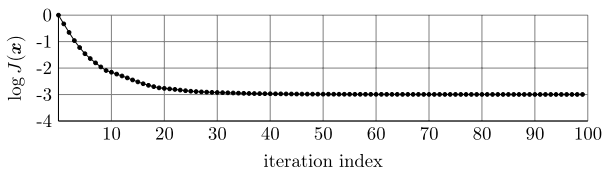


Figure 4 Gnomonic projection of the North Pole at 1.05 solar radii. The reconstruction cube is the same as that of Figure 2. This image can be compared with the dynamic reconstructions of Figure 5.

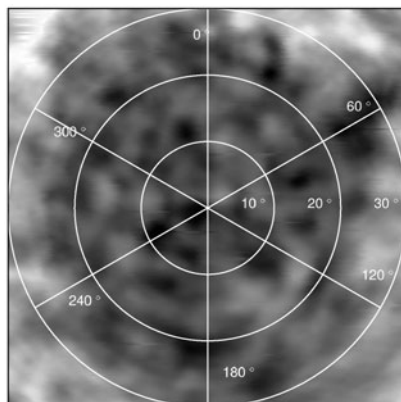


Table 5 Hyper-parameters used for the inversion of the different models.

Model	λ_x	λ_y	λ_z	λ_t
SRT	$1e^{-1}$	$1e^{-1}$	$1e^{-1}$	
Thomson	$1e^{-1}$	$1e^{-1}$	$1e^{-1}$	
STSRT	$1e^{-1}$	$1e^{-1}$	$1e^{-1}$	$1e^2$

To show that convergence has indeed been reached with the conjugate-gradient algorithm, we present the criterion as a function of iteration number in Figure 3.

5.2. Smooth Temporal Evolution with STEREO/EUVI-A and -B

The second example is a 3D map estimation using the smooth temporal evolution model. In other words, we minimize Equation (13) using the hyper-parameters stated in Table 5. We used the same set of EUVI images used for the static estimation. For each pair of EUVI images there is a corresponding instantaneous map of dimensions $128 \times 128 \times 128$, resulting in the estimation of approximately 132 millions of parameters. The estimation took less than eight hours.

Figure 5 shows gnomonic projections at 1.05 solar radii of the estimated map at different instants separated by 40 hours. It is interesting to compare these images with the static reconstruction of the same area shown in Figure 4. Here, the disappearance of an elongated structure at the south edge of the coronal hole is very clear, and one can also follow the appearance and disappearance of beam plumes.

The static reconstruction is sharper than the temporally evolving one. This could be due to slower convergence in the smooth temporal-rotational tomography model. Indeed, since the temporal prior is much higher than the spatial prior, numerous very small steps in the conjugate-gradient algorithm could be required to reach the minimum. This could be missed by our stopping criterion on the norm of the gradient and even on convergence diagnostic such as the one in Figure 3. This could be solved through the use of preconditioning but has not been tried for now. However, one can clearly identify the same structures in both reconstructions. One can picture the static reconstruction as a kind of average over time, although this is not strictly true as temporal effects and changes of viewpoints can have the same kind of effects on the data.

5.3. Thomson Scattering with COR1 A and B Data

We estimated the coronal electron density using COR1 A and B data acquired during February 2008 as done by Kramar *et al.* (2009). Since the inversion codes are different, the comparison gives an estimate of the robustness of both techniques. Our results are shown in Figure 6 and can be compared to Figure 2 of Kramar *et al.* (2009). The comparison shows that very large-scale structures are very similar in both maps, but fainter and smaller scales structures differ. This can be explained by the use of different prior models and hyper-parameters. Data can also differ in the way that they are prepared before the tomographic inversion. Note that we used a smoothness prior increasing with height for this reconstruction.

6. Conclusions

We developed a tested, fast, and flexible program to perform rotational tomography of the solar corona. Its respect of WCS standards allows its use with virtually any data set available.

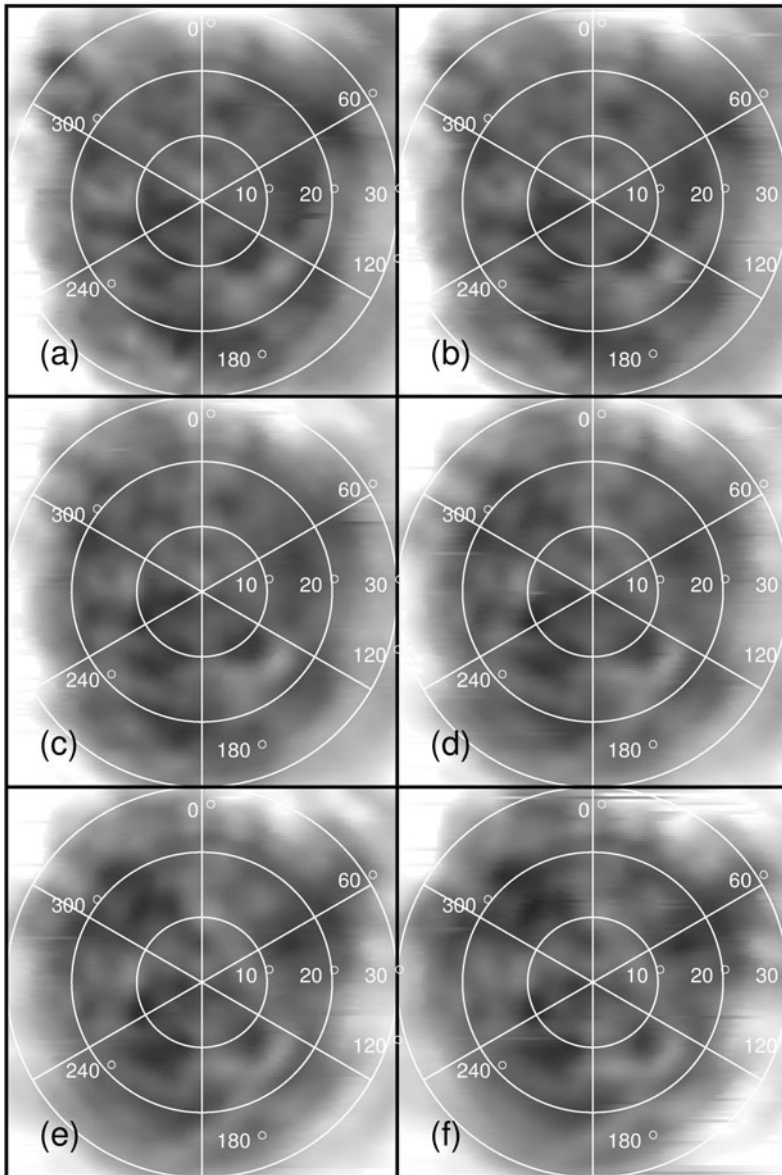


Figure 5 Polar view of the emissivity at 1.05 solar radii from a temporally evolving 3D map estimation using STEREO/EUVI-A and -B data in the 17.1 nm passband. North Pole gnomonic projection with a resolution of 1° square is used. There are 40 hours between each projection. These images can be compared with the static reconstruction of Figure 4.

We demonstrated how this software can be used to perform multi-spacecraft estimations of emission maps in the corona using STEREO/EUVI data and STEREO/COR1 data. Estimations were performed using static, temporally evolving, and Thomson-scattering models.

This new software suite can naturally be used to perform tomographic inversion of the corona using SDO/AIA images. TomograPy will allow tomographic estimation using AIA

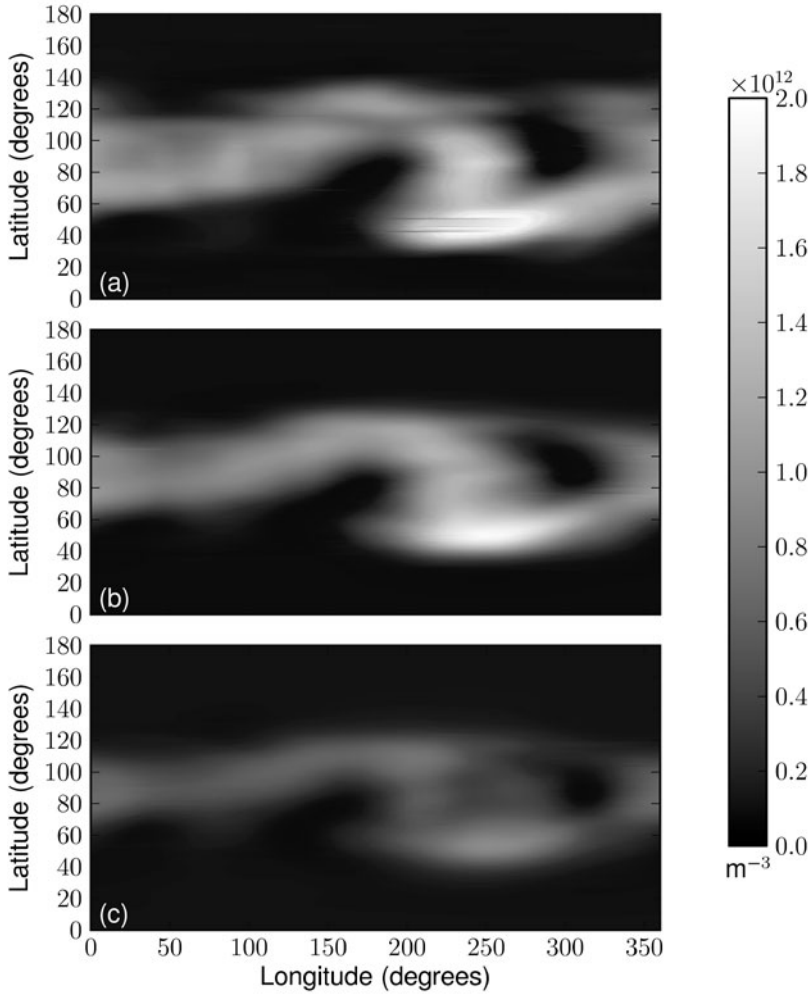


Figure 6 Equi-rectangular projection of a static 3D map estimation using pB COR1 A and B data during February 2008 at $1.6 R_{\odot}$ (a), $2.0 R_{\odot}$ (b), and $2.4 R_{\odot}$ (c). Pixels of the projections are 1° square.

data at full resolution, providing unprecedented resolution as well as additional spectral information. Supplemented with spectral-inversion methods, this will allow for electron-density and temperature estimates in large data sets, close to the photosphere, at very high resolution.

Because of its modular architecture, TomograPy also provides a convenient way to test different estimation algorithms saving the need to rewrite anything other than the algorithm. This allows for easy comparison of the performances of different algorithms for the solar tomography application.

References

- Altschuler, M.D., Perry, R.M.: 1972, On determining the electron density distribution of the solar corona from K-coronameter data. *Solar Phys.* **23**(2), 410–428.

- Aschwanden, M.J., Nitta, N.V., Wuelser, J.-P., Lemen, J.R.: 2008, First 3D reconstructions of coronal loops with the STEREO A+B spacecraft. II. Electron density and temperature measurements. *Astrophys. J.* **680**(2), 1477.
- Barbey, N., Auchère, F., Rodet, T., Vial, J.C.: 2008, A time-evolving 3D method dedicated to the reconstruction of solar plumes and results using extreme ultraviolet data. *Solar Phys.* **248**(2), 409.
- Barrett, P., Bridgman, W.: 1999, PyFITS, a FITS module for Python. In: Mehringer, D.M., Plante, R.L., Roberts, D.A. (eds.) *Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII, Astron. Soc. Pacific, San Francisco CS-172*, 483.
- Billings, D.E.: 1966, *A Guide to the Solar Corona*, Academic Press, New York.
- Brueckner, G.E., Howard, R.A., Koomen, M.J., Korendyke, C.M., Michels, D.J., Moses, J.D., Socker, D.G., Dere, K.P., Lamy, P.L., Llebaria, A., Bout, M.V., Schwenn, R., Simnett, G.M., Bedford, D.K., Eyles, C.J.: 1995, The large angle spectroscopic coronagraph (LASCO). *Solar Phys.* **162**, 357.
- Butala, M., Hewett, R., Frazin, R., Kamalabadi, F.: 2010, Dynamic three-dimensional tomography of the solar corona. *Solar Phys.* **262**(2), 495.
- Calabretta, M.R., Greisen, E.W.: 2002, Representations of celestial coordinates in FITS. *Astron. Astrophys.* **395**, 1077.
- Dagum, L., Menon, R.: 2002, OpenMP: an industry standard API for shared-memory programming. *Comput. Sci. Eng.* **5**(1), 46.
- Davila, J.M.: 1994, Solar tomography. *Astrophys. J.* **423**, 871.
- Delaboudinière, J.P., Artzner, G., Brunaud, J., Gabriel, A.H., Hochedez, J.F., Millier, F., Song, X.Y., Au, B., Dere, K.P., Howard, R.A., *et al.*: 1995, EIT: extreme-ultraviolet imaging telescope for the SOHO mission. *Solar Phys.* **162**(1), 291.
- Frazin, R.A., Vásquez, A.M., Kamalabadi, F.: 2009, Quantitative, three-dimensional analysis of the global corona with multi-spacecraft differential emission measure tomography. *Astrophys. J.* **701**, 547.
- Frazin, R.A.: 2000, Tomography of the solar corona. I. A robust, regularized, positive estimation method. *Astrophys. J.* **530**, 1026.
- Frazin, R.A., Janzen, P.: 2002, Tomography of the solar corona. II. Robust, regularized, positive estimation of the three-dimensional electron density distribution from LASCO-C2 polarized white-light images. *Astrophys. J.* **570**, 408.
- Frazin, R.A., Kamalabadi, F.: 2005, Rotational tomography for 3D reconstruction of the white-light and EUV corona in the post-SOHO era. *Solar Phys.* **228**(1), 219.
- Frazin, R.A., Lamy, P., Llebaria, A., Vásquez, A.M.: 2010, Three-dimensional electron density from tomographic analysis of LASCO-C2 images of the K-corona total brightness. *Solar Phys.*, 1.
- Gabriel, A.H., Bely-Dubau, F., Tison, E., Wilhelm, K.: 2009, The structure and origin of solar plumes: network plumes. *Astrophys. J.* **700**, 551.
- Greisen, E.W., Calabretta, M.R.: 2002, Representations of world coordinates in FITS. *Astron. Astrophys.* **395**, 1061.
- Jones, E., Oliphant, T., Peterson, P.: 2001, *SciPy: Open source scientific tools for Python*. <http://www.scipy.org/>.
- Kaiser, M., Kucera, T., Davila, J., St. Cyr, O., Guhathakurta, M., Christian, E.: 2008, The STEREO mission: An introduction. *Space Sci. Rev.* **136**(1), 5.
- Khalsa, K.A., Fessler, J.A.: 2007, Resolution properties in regularized dynamic MRI reconstruction. In: *4th IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: From Nano to Macro, 2007. ISBI 2007*, IEEE, New York. 1424406722, 456.
- Kohl, J.L., Esser, R., Gardner, L.D., Habbal, S., Daigneau, P.S., Dennis, E.F., Nystrom, G.U., Panasyuk, A., Raymond, J.C., Smith, P.L., Strachan, L., van Ballegoijen, A.A., Noci, G., Fineschi, S., Romoli, M., Ciaravella, A., Modigliani, A., Huber, M.C.E., Antonucci, E., Benna, C., Giordano, S., Tondello, G., Nicolosi, P., Naletto, G., Pernechele, C., Spadaro, D., Poletto, G., Livi, S., von der Lühe, O., Geiss, J., Timothy, J.G., Gloeckler, G., Allegra, A., Basile, G., Brusa, R., Wood, B., Siegmund, O.H.W., Fowler, W., Fisher, R., Jhabvala, M.: 1995, The ultraviolet coronagraph spectrometer for the solar and heliospheric observatory. *Solar Phys.* **162**, 313.
- Kramar, M., Jones, S., Davila, J., Inhester, B., Mierla, M.: 2009, On the tomographic reconstruction of the 3D electron density for the solar corona from STEREO COR1 data. *Solar Phys.* **259**(1), 109.
- Oliphant, T.E.: 2006, *A Guide to NumPy 1*, Trelgol Publishing, USA.
- Panasyuk, A.V.: 1999, Three-dimensional reconstruction of UV emissivities in the solar corona using Ultraviolet Coronagraph Spectrometer data from the Whole Sun Month. *J. Geophys. Res.* **104**(A5), 9721.
- Schrijver, C.J., McMullen, R.A.: 2000, A case for resonant scattering in the quiet solar corona in extreme-ultraviolet lines with high oscillator strengths. *Astrophys. J.* **531**, 1121.
- Siddon, R.L.: 1985, Fast calculation of the exact radiological path for a three-dimensional CT array. *Med. Phys.* **12**, 252.

- Soleimani, M., Lionheart, W.R.B.: 2005, Nonlinear image reconstruction for electrical capacitance tomography using experimental data. *Meas. Sci. Technol.* **16**, 1987.
- Terzo, S., Reale, F.: 2010, On the importance of background subtraction in the analysis of coronal loops observed with TRACE. *Astron. Astrophys.* **515**, A7.
- Thernisien, A., Vourlidas, A., Howard, R.: 2009, Forward modeling of coronal mass ejections using STEREO/SECCHI data. *Solar Phys.* **256**(1), 111–130.
- Van de Hulst, H.: 1950, The electron density of the solar corona. *Bull. Astron. Inst. Neth.* **11**, 135.
- Van Rossum, G. (Centrum voor Wiskunde en Informatica): 1995, *Python Reference Manual*, Centrum voor Wiskunde en Informatica, Amsterdam.
- Wells, D.C., Greisen, E.W., Harten, R.H.: 1981, FITS—a flexible image transport system. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **44**, 363.
- Wiegelmann, T., Inhester, B.: 2003, Magnetic modeling and tomography: first steps towards a consistent reconstruction of the solar corona. *Solar Phys.* **214**(2), 287.
- Wuelser, J.P., Lemen, J.R., Tarbell, T.D., Wolfson, C., Cannon, J.C., Carpenter, B.A., Duncan, D.W., Gradwohl, G.S., Meyer, S.B., Moore, A.S., *et al.*: 2004, EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager. *Proc. SPIE* **5171**, 111.
- Zhang, Y., Ghodrati, A., Brooks, D.H.: 2005, An analytical comparison of three spatio-temporal regularization methods for dynamic linear inverse problems in a common statistical framework. *Inverse Probl.* **21**, 357.

EFFECT OF THE H I Ly α CHROMOSPHERIC FLUX ANISOTROPY ON THE TOTAL INTENSITY OF THE RESONANTLY SCATTERED CORONAL RADIATION

F. AUCHÈRE

Institut d’Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France; frederic.auchere@ias.u-psud.fr

Received 2004 November 22; accepted 2004 November 29

ABSTRACT

In modeling of the resonantly scattered solar coronal Ly α line of H I, the intensity of the chromospheric source is often assumed to be uniform. We investigate the validity of this assumption. After establishing a correlation between the H I 121.6 nm and He II 30.4 nm line intensities, we build Carrington maps of the Ly α chromosphere from *SOHO* EUV Imaging Telescope data. These maps are used to compute the Ly α irradiance throughout the corona and heliosphere. A 15% latitudinal anisotropy is found at 1 AU at solar minimum, and this value becomes larger closer to the Sun. The effect of the flux anisotropy on the total intensity of the Ly α resonantly scattered coronal radiation is quantified. We find that at solar minimum, the uniform-disk assumption leads to systematic overestimates of the total intensity of the polar regions by 15% on average. The evolution of this effect with solar activity and the case of other resonantly scattered coronal lines are discussed.

Subject headings: solar wind — Sun: corona — Sun: UV radiation

1. INTRODUCTION

Resonant scattering of the underlying chromospheric radiation by atomic hydrogen is the main source of solar coronal emission at 121.6 nm. Collisional excitation and Thomson scattering by the electrons have been shown to account for the total intensity at this wavelength only at the few-percent level (e.g., Gabriel 1971; Raymond et al. 1997). Because the resonant scattering process is sensitive to the speed of the plasma, observations of coronal Ly α and of other lines having a significant resonantly scattered component, such as the O VI 103.2, 103.7 nm doublet, have been extensively used to estimate the velocity distributions and outflow velocities of the corresponding ionic species (e.g., Kohl et al. 1997; Antonucci et al. 2000). For a given geometry, the velocities are obtained by iterative forward modeling of the observed coronal line profiles and intensities, the required electron number density and electronic temperature being determined independently (Kohl et al. 1998; Cranmer et al. 1999).

The intensity of a resonantly scattered line depends directly upon the intensity of the source radiation. In order to compute the coronal Ly α emission, one ideally needs to know the chromospheric flux as seen from the scattering atoms everywhere along the line of sight. The intensity of the disk is usually assumed to be uniform and then scaled from irradiance measurements. However, the observations by the SWAN instrument on the *Solar and Heliospheric Observatory* (*SOHO*) of the Ly α radiation resonantly backscattered by interplanetary neutral hydrogen provide evidence of the anisotropy of the illumination of the corona and heliosphere by the Ly α disk (Bertaux et al. 2000). The large-scale variations observed by SWAN are on the order of 15%. As we will see, since the anisotropy is due to the distribution of bright structures (e.g., active regions) and dark structures (e.g., coronal holes), it is both longitudinal and latitudinal, and it becomes larger closer to the Sun. The implications of the ultraviolet and extreme-ultraviolet (EUV) flux anisotropy are diverse. It is the cause of the cyclic variations present in the helium density of the local interstellar medium determined with the *Ulysses* GAS experiment (Witte et al. 2002). The anisotropy should also be significant for the interpretation of comet observations. The objective of the present study is to quantify the effect of the an-

isotropy on the total intensity of the resonantly scattered Ly α corona.

We derive in § 2 a theoretical expression for the total intensity of the resonance-scattering component of a coronal line for the case in which the velocity distribution function of the scattering ions is a bi-Maxwellian. We describe in § 3 the empirical modeling of the Ly α flux at any location in the heliosphere. The results are applied to full three-dimensional modeling of the total intensity of the Ly α corona in § 4. The comparisons presented in § 5 show that, at solar minimum, the computed intensities are on average 15% lower than those obtained under the assumption of a uniform chromosphere. Extension of this work to other resonantly scattered coronal lines and the evolution of the effect with solar activity are briefly discussed.

2. TOTAL SCATTERED INTENSITY

The geometry of the scattering process and the adopted notation are illustrated in Figure 1. Let dS be an elementary surface of the chromosphere. We denote by \mathbf{v} the velocity of a scattering atom at point P along the line of sight (LOS). A photon emitted from dS toward P at frequency ν is seen by the ion in its rest frame at a frequency $\nu' = \nu(1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}/c)$, \mathbf{n} being the unit vector pointing from dS to P and c being the speed of light. If one neglects the natural width of the absorption line, the photon emitted from dS will be absorbed on the condition that ν' is equal to ν_0 , the central frequency of the line. Therefore, an ion will absorb a photon only if its velocity satisfies the relation

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = c \left(1 - \frac{\nu_0}{\nu} \right) = v_n. \quad (1)$$

The number of photons with frequency between ν and $\nu + d\nu$ absorbed per unit volume per second is given in mks units¹ by

$$n_{\text{ion}} \frac{h\nu_0 B_{12}}{c} I(\nu, \mathbf{n}) g(v_n) dv_n d\Omega, \quad (2)$$

¹ There is a factor of $c/4\pi$ between the value of B_{12} in the mks system of units and its value in the cgs system, hence the $c/4\pi$ factor between the present formulae and those derived in cgs units by other authors (e.g., Noci & Maccari 1999).

(Landi Degl'Innocenti 1984). Finally, the total intensity $J(\mathbf{l})$ is given by

$$J(\mathbf{l}) = \int_0^\infty j(\mathbf{l})dl. \quad (11)$$

A common approximation when evaluating equation (9) numerically is to assume that the intensity of the chromosphere is uniform, in which case $I_t(\mathbf{n})$ can be taken out of the integral. We will now describe a technique to estimate $I_t(\mathbf{n})$ at any point P , including the effects of the local intensity variations in the chromospheric disk.

3. Ly α FLUX ANISOTROPY

Auchère et al. (2005) introduced an empirical model of the He II 30.4 nm solar flux at any location in the heliosphere based on data from the *SOHO* EUV Imaging Telescope (EIT; Delaboudinière et al. 1995). The technique assumes that the 30.4 nm radiation originates from a very thin layer of the solar atmosphere, that the center-to-limb intensity variation is flat, and that there is negligible off-disk contribution to the total flux. Carrington maps of the He II transition region are built using straightforward mapping transformations. These maps are then reprojected to simulate images of the Sun as seen from any location in the heliosphere. The He II 30.4 nm flux is obtained by summing the intensity in the images. The same technique can be applied to any spectral line provided that the same three assumptions hold, which is the case for H I Ly α , for it is chromospheric and optically thick. Unfortunately, there is at present a lack of systematic Ly α disk observations, which prevents us from building Carrington maps. Instead, we establish a correlation function between the He II 30.4 nm and the H I 121.5 nm intensities and use it to convert 30.4 nm EIT images into proxy Ly α images.

3.1. H I 121.6 nm versus He II 304 nm

EIT provides full-disk images of the corona and transition region in four narrow passbands (about 1.5 nm wide) of the EUV spectrum centered on emission lines of Fe IX and Fe X (17.1 nm, emitted at temperatures around 1 MK), Fe XII (19.5 nm, 1.2 MK), Fe XV (28.4 nm, 1.5 MK), and He II (30.4 nm, 80,000 K). The 1024×1024 pixel CCD detector samples the $44' \times 44'$ field of view at a spatial resolution of $5''254$ (per 2 pixels; Auchère & Artzner 2004). Being about 1 nm wide, the EIT passbands do not isolate individual spectral lines. In addition to the 30.38 nm line of He II, the 30.4 nm passband contains, among others, the nearby 30.32 nm line of Si XI and the 28.4 nm line of Fe XV. We used the technique based on differential emission measure analysis developed by Cook et al. (1999) to extract the pure He II intensity. We computed the total flux at 1 AU in the resulting He II 30.4 nm images once per day from 1996 May 1 to 2003 August 31. Figure 3 shows, after conversion to radiance units, a scatter plot between these data and the daily H I Ly α irradiances measured by SOLSTICE on *UARS* and by the SEE instrument aboard *TIMED* (Woods et al. 2000). The linear Pearson correlation between the 30.4 nm and the 121.6 nm intensities is 0.93. The dashed curve represents the best linear fit,

$$I_{121.6} = 21.19 + 7.239I_{30.4}. \quad (12)$$

Since full-disk measurements cover only a limited range of intensities, we validated the above relationship using the spatially resolved spectroscopic measurements obtained in 1973 and 1974 at low activity levels with the ATM ultraviolet spectrometer on *Skylab* (Reeves et al. 1977a). Vernazza & Reeves

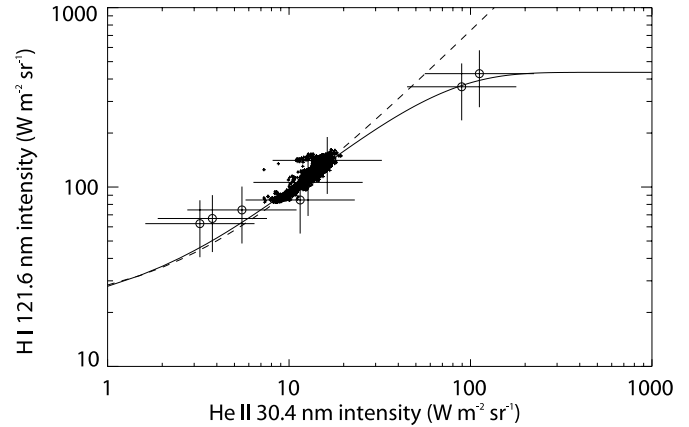


FIG. 3.—Correlation between the H I 121.6 nm and the He II 30.4 nm line intensities. *Small plus signs*, full-disk Ly α (*UARS SOLSTICE* and *TIMED SEE*) vs. full-disk He II 30.4 nm (*SOHO EIT*) from 1996 May 1 to 2003 August 31; *dashed curve*, best linear fit (eq. [12]); *circles*, *Skylab* data from Vernazza & Reeves (1978); *solid curve*, parametric fit of eq. (13).

(1978) list typical Ly α and He II 30.4 nm intensities for different types of solar structures: coronal holes (network, cells, and average), quiet Sun (network, cells, and average), and active and very active regions. The tabulated line intensities are integrated over the 0.16 nm FWHM of the instrumental function. A correction factor must therefore be applied to obtain the total intensities. In the case of Ly α , we convolved a typical Ly α line profile measured with the SUMER instrument on *SOHO* (Lemaire et al. 2002) with a 0.16 nm wide Gaussian representing the instrument response function. We found that the intensity in the central 0.16 nm represents 61% of the total. The 30.4 nm line of He II is narrow (about 0.01 nm FWHM; Brosius et al. 1996) compared with the instrumental profile, and we estimate that the listed values represent 67% of the total intensity. Furthermore, the He II 30.38 nm intensities are contaminated by the unresolved nearby line of Si XI at 30.32 nm. We used as a correcting factor the typical values of the ratio of the two lines listed by Thompson & Brekke (2000): 0.98 for coronal holes, 0.96 for quiet Sun, and 0.81 for active regions.

The corrected Vernazza-Reeves intensities are also plotted in Figure 3 (*circles*). The calibration error bars are $\pm 35\%$ at Ly α and a factor of 2 at 30.4 nm (Reeves et al. 1977b). There is a remarkable agreement between the quiet-Sun values of Vernazza & Reeves and the full-disk measurements. The active region data points are hardly compatible with the linear fit of equation (12), which suggests a saturation effect at high intensities. This behavior is taken into account by fitting the data points with a function of the form

$$I_{121.6} = C_1(1 - C_2e^{-C_3I_{30.4}}) \quad (13)$$

with $C_1 = 436$, $C_2 = 0.955$, and $C_3 = 0.0203$ in the radiance units of Figure 3. This function was introduced by Vourlidis et al. (2001) to fit the correlation between Ly α images from the VAULT experiment and EIT 17.1 nm images. Finally, since the *Skylab* and the full-disk data were obtained 25 years apart, the correlation between the H I 121.6 nm and the He II 30.4 nm intensities seems to be constant over time.

3.2. Ly α Flux Anisotropy

Using equation (13), we converted the He II 30.4 nm Carrington maps from Auchère et al. (2005) into H I Ly α maps. Two examples are shown in Figure 4 for 1996 December 20

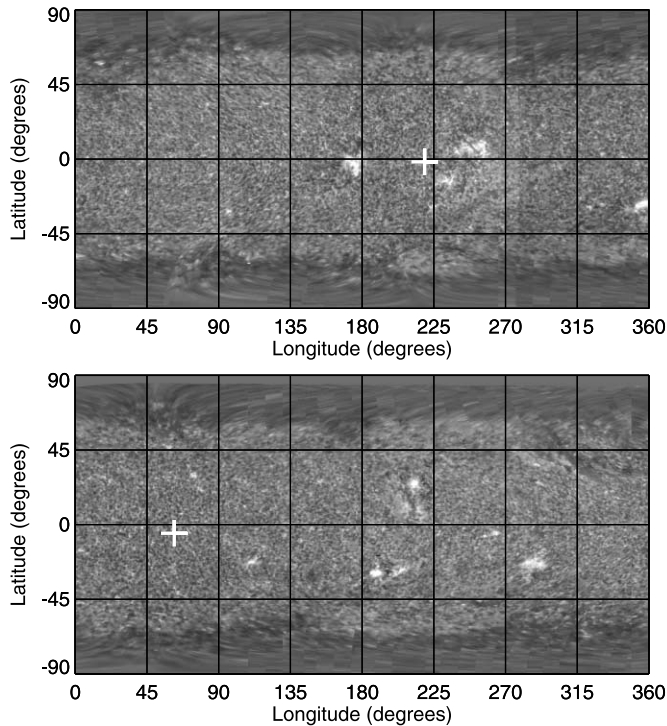


FIG. 4.—Carrington maps of the H I 121.6 nm Sun for 1996 December 20 (top) and 1997 April 20 (bottom). These maps are calculated from the He II 30.4 nm Carrington maps of Auchère et al. (2005) using the linear correlation derived in § 3.1 (eq. [13] and Fig. 3). The white crosses mark the heliographic coordinates of *SOHO*.

and 1997 April 20. The heliographic longitude and latitude of *SOHO* at these dates are indicated by white crosses. We used these maps to study the evolution of the Ly α flux as a function of heliographic latitude and distance to the Sun.

The left panel of Figure 5 shows the Ly α flux around the Sun for 1996 December 20 in the plane defined by *SOHO* and the solar rotation axis. The Carrington longitude of *SOHO* at this date was 219° (see Fig. 4). The fluxes are scaled to 1 AU and plotted for five distances from the Sun's center: 1.2 R_{\odot} (long-dashed line), 1.5 R_{\odot} (dot-dashed line), 2 R_{\odot} (short-dashed line), 4 R_{\odot} (dotted line), and 215 R_{\odot} (1 AU; solid line). The right panel is the same plot for 1997 April 20 along meridians of 62° and

242°. It is clear that the flux is anisotropic and decreases with latitude. The effect is about 15% at 1 AU, which is consistent with the value derived by Cook et al. (1981) using a model based on the distribution of plages, and also with the observations by SWAN (Bertaux et al. 2000). The anisotropy increases with decreasing distance from the Sun. Indeed, at shorter distances the visible fraction of the solar surface diminishes, which makes the total flux more sensitive to local chromospheric intensity variations. As can be seen in Figure 4, the bulk of the latitudinal anisotropy comes from the presence of the dark polar coronal holes. On 1996 December 20, the active regions visible in Figure 4 (NOAA regions 8004 and 8005) produce an enhanced flux in the direction of *SOHO*. On 1997 April 20, the group of NOAA regions 8026–8031 produce an enhancement in the opposite direction.

4. NUMERICAL APPLICATION

The intensity of the resonantly scattered Ly α corona is obtained by numerically integrating the emissivity along the LOS (eq. [11]). In order to compute realistic intensities consistent with the most recent observations, we chose to use the state-of-the-art empirical parameterization of a polar coronal hole at solar minimum developed by Cranmer et al. (1999). The practical analytic expressions of the model parameters are reproduced here for the reader's convenience. A detailed justification of the choice of the various parameters can be found in Cranmer et al. (1999). The model describes an axisymmetric, super-radially expanding corona. The superradial enhancement factor $f(r)$ is defined and parameterized as

$$f(r) = \frac{1 - \cos \Theta_0(r)}{1 - \cos \Theta_0(R_{\odot})} = 1 + (f_{\max} - 1) \frac{1 - e^{(R_{\odot}-r)/\sigma_1}}{1 + e^{(R_1-r)/\sigma_1}}, \quad (14)$$

where $\Theta_0(r)$ is the colatitude of the boundary of the coronal hole, $f_{\max} = 6.5$, $R_1 = 1.5 R_{\odot}$, $\sigma_1 = 0.6 R_{\odot}$, and $\Theta_0(R_{\odot}) = 28^\circ$. The electron density is a function of r and colatitude Θ :

$$n_e(r, \Theta) = n_e(r, 0) \left\{ 1 + (S - 1) \exp \left[-\left(\frac{1}{2} \pi - \Theta \right)^2 / \Lambda^2 \right] \right\} \quad (15)$$

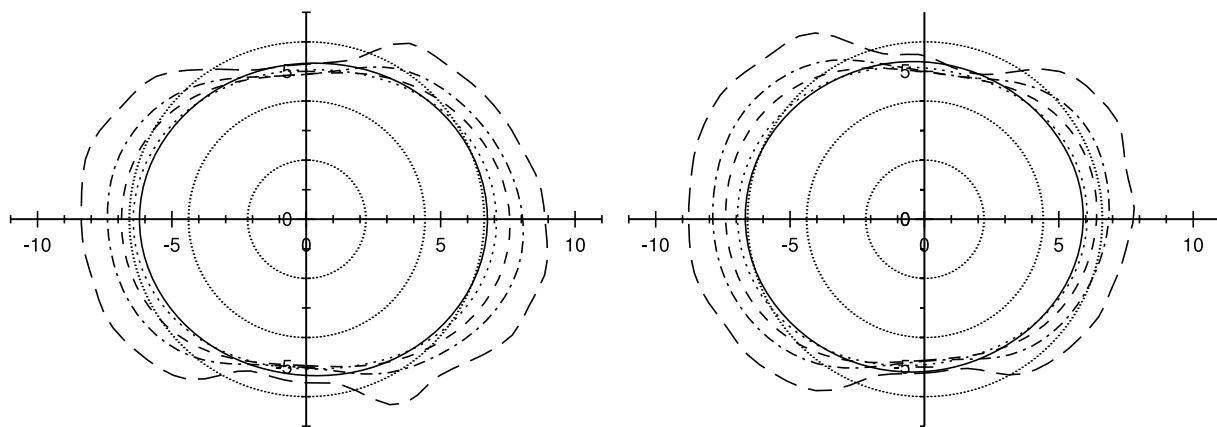


FIG. 5.—Left: Polar plot of the Ly α flux (in mW m^{-2}) around the Sun for 1996 December 20 along the Carrington meridians 219°/39° (*SOHO*/anti-*SOHO*; see Fig. 4), scaled to 1 AU, for five distances from Sun center: 1.2 R_{\odot} (long-dashed line), 1.5 R_{\odot} (dot-dashed line), 2 R_{\odot} (short-dashed line), 4 R_{\odot} (dotted line), and 215 R_{\odot} (1 AU, solid line). *SOHO* is in the plane of the figure to the right. Right: Same plot for 1997 April 20 along the meridians 62°/242°. The anisotropy is about 15% at 1 AU and becomes larger as one approaches the Sun.

TABLE 1
GAUSSIAN FIT PARAMETERS OF THE NORMALIZED Ly α CHROMOSPHERIC PROFILE

Component	a_i	$\delta\lambda_i$ (nm)	σ_i (nm)
1.....	1.878	0.001859	0.03075
2.....	-1.188	0.002087	0.02390
3.....	0.03102	0.002159	0.07353

NOTE.—See eq. (6) and Fig. 6.

with $S = 6$, $\Lambda = 0.726[\Theta_0(r) - \pi/2]$, and the electron density above a pole $n_e(r, 0)$ given by

$$n_e(r, 0) = \left[3890 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{10.5} + 8.69 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{2.57} \right] \times 10^5 \text{ cm}^{-3}. \quad (16)$$

The electron temperature is assumed to be a function of r only and is given by

$$T_e(r) = \left[0.35 \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{1.1} + 1.9 \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{-6.6} \right]^{-1} \times 10^6 \text{ K}. \quad (17)$$

We chose an anisotropic velocity distribution corresponding to model A1 of Cranmer et al. (1999). The width of the velocity distribution function parallel to the field lines is determined by assuming that the hydrogen atoms are in thermal equilibrium with the electrons. The perpendicular width and the outflow velocity were adjusted to best reproduce the observed width and intensity of the line:

$$u(r) = 110 + 445 \left(1 - \frac{R_\odot}{r} \right)^{3.47}, \quad (18)$$

$$\sigma_\perp(r) = 174 + 200 \left[5.70 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{0.499} + 5.86 \times 10^4 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{14.3} \right]^{-1}, \quad (19)$$

$$\sigma_\parallel(r) = \sqrt{2k_B T_e(r)/m_H}, \quad (20)$$

where k_B is the Boltzmann constant and m_H is the atomic mass of hydrogen. The direction of \mathbf{u} is determined by the tangent to the local field line, whose colatitude $\Theta(r)$ is proportional to that of the coronal hole boundary $\Theta_0(r)$ for the same radius (eq. [14]).

The local number density of neutral hydrogen, n_{H^0} , is the product of the electron density n_e and the ratio n_H/n_e multiplied by the ionization fraction:

$$n_{H^0} = n_e \frac{n_H}{n_e} \frac{n_{H^0}}{n_H}. \quad (21)$$

The ratio n_H/n_e is equal to 0.8 for a fully ionized plasma with a 10% helium abundance. The ionization balance n_{H^0}/n_H is given by the ratio of the ionization rate from Scholz & Walters (1991) to the recombination rate from Verner & Ferland (1996). The rest wavelength, $\lambda_0 = 121.567$ nm, and the Einstein coefficient, $B_{12} = 1.351 \times 10^{20} \text{ J}^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$, are taken from Verner & Ferland (1996).

The Ly α chromospheric profile is taken from measurements by Lemaire et al. (2002), scaled to the intensity of the Ly α Carrington maps introduced in § 3.2. Except for $I_l(\mathbf{n})$, all the

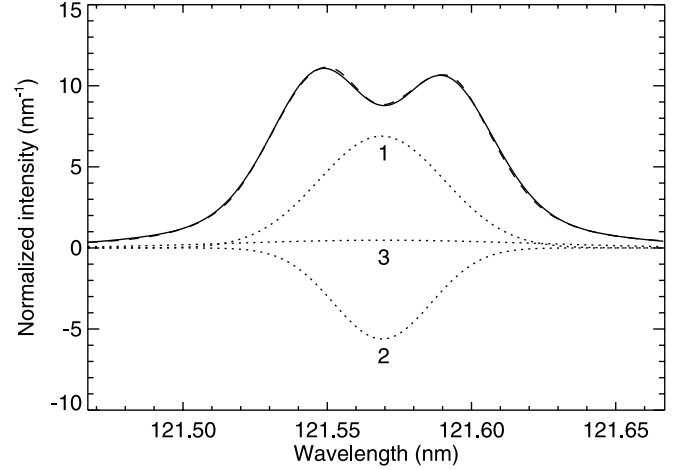


FIG. 6.—Normalized intensity profile of the chromospheric H I Ly α line: measurements by Lemaire et al. (2002; *dashed curve*) and Gaussian decomposition (*solid curve*) into three components (*dotted curves*; with amplitudes divided by 5). The parameters are given in Table 1.

terms in the expression for the emissivity (eq. [9]) are analytic, which allows for fast numerical computation. This analytic solution was derived assuming that the normalized chromospheric profile is a sum of Gaussian components. Even though the Ly α chromospheric profile is strongly non-Gaussian, with a pronounced inversion at the center of the line and extended wings, it is possible to accurately approximate its shape by a sum of three Gaussian components. The numerical values of the parameters a_i , $\delta\lambda_i$, and σ_i in equation (6) with $m = 3$ are listed in Table 1. The resulting modeled profile is plotted in Figure 6 (*solid curve*) along with the three individual Gaussian components (*dotted curves*) and the measurements (*dashed curve*). The observed profile is reproduced to within 5%, which is smaller than the intrinsic variations of the profile over a solar cycle (Lemaire et al. 2002).

The numerical computations are performed in an (x, y, z) heliocentric right-handed Cartesian coordinate system, z pointing toward the north solar pole, x lying in the solar equatorial plane at Carrington longitude 0° , and y completing the system. Our computer code is able to deal with any three-dimensional description of the corona, even though here we used an axisymmetric analytical input. Each LOS is $10 R_\odot$ long and is defined by the position of the observer, taken here at *SOHO*, and a direction vector \mathbf{l} . Note that we are using a full three-dimensional LOS geometry, not a parallel projection assuming an observer at infinity. An LOS intersecting the plane of the sky above the north pole at $4 R_\odot$ from Sun center spans about $0.2 R_\odot$ in z , which is not necessarily negligible. At the edge of the field of view of the *SOHO* UVCS coronagraph ($10 R_\odot$), the LOS covers $0.5 R_\odot$ in z . The numerical integration of the emissivity $j(\mathbf{l})$ along the LOS (eq. [11]) is performed using Simpson's 3/8 rule on a regular $0.1 R_\odot$ grid. The emissivity is obtained from equation (9). At each point P of the LOS, we compute n_{H^0} , u , v_\perp , and v_\parallel using equations (21), (18), (19), and (20). $I_l(\mathbf{n})$ is taken from the Ly α Carrington maps, which sample the chromosphere on a regular grid of 1030 points in heliographic longitude (ψ) by 540 in latitude (ϕ). For each grid point we compute \mathbf{n} and $dS = R_\odot^2 \cos \phi d\phi d\psi$. The solid angle $d\Omega$ subtended by dS at P is

$$d\Omega = dS(\cos \gamma)/d^2, \quad (22)$$

where d is the distance from dS to P and γ is the angle between \mathbf{n} and the normal to dS . Finally, the angles β and θ are determined from $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ and $\mathbf{l} \cdot \mathbf{n}$.

5. RESULTS

We present the results of the numerical computations for 1996 December 20 and for 1997 April 20, two dates in the time range of the UVCS observations used by Cranmer et al. (1999) to establish their empirical parameterization of the quiet-Sun corona. We computed the intensity in the north polar coronal hole (position angle 0° relative to solar north) as a function of distance to disk center, as seen from *SOHO*. In order to investigate the effects of the disk flux anisotropies, we calculated the intensities in two cases for each date: with the usual assumption that the chromosphere is uniform, and using the $\text{Ly}\alpha$ Carrington maps of Figure 4. The uniform cases were computed with the same code as the nonuniform cases, with dummy Carrington maps of constant intensity. This ensures that different results cannot be attributed to different numerical techniques. The intensities used for the uniform-disk approximation are scaled from the irradiances computed at *SOHO* using the Carrington maps. They are 90.2 and $78.8 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ for 1996 December 20 and 1997 April 20, respectively. These values are in agreement within 10% with irradiance measurements (Woods et al. 2000). The 15% variation is due to the presence of active regions on the near side of the Sun on 1996 December 20. In Figure 7, we plot for the two dates the ratio between the intensities computed using the Carrington maps and those computed with a uniform disk.

We note a similar behavior for the two dates. The ratio is equal to 0.85 on average and decreases with decreasing distance from disk center. There is a shift of 10% to 15% between the two curves. As illustrated by the Carrington maps of Figure 4, the spatial distribution of intensity at the surface of the Sun is similar for the two dates. The Sun is mostly quiet, with large polar coronal holes and one group of active moderately bright active regions in one hemisphere. The illumination pattern of the corona is therefore equivalent for the two dates. This implies that the 10%–15% offset between the two ratio curves is produced mainly by the 15% difference in the intensities used for the uniform-disk approximation.

Figure 5 shows that the flux anisotropy can be decomposed into two components: a latitudinal component mainly due to the dark polar holes, and a longitudinal component caused by the groups of active regions. For a given LOS, the portion of it that is closer to the Sun tends to be illuminated by the dark polar holes, which diminishes its contribution to the total intensity relative to the case of illumination by a uniform disk. This explains why the ratios of Figure 7 are lower than unity. The effect becomes more and more important as the LOS crosses the plane of the sky closer and closer to the center of the Sun, for a larger portion of it becomes illuminated by the polar hole only—hence the decrease of the ratios with decreasing distance from disk center. The active regions slightly counterbalance this effect. Active regions illuminate the near-side half of the LOS on 1996 December 20 and the far-side half on 1997 April 20. However, these active regions are not very bright, and the solid angle that they subtend at a given point of the corona is small compared with that of the visible portion of the solar surface. At $4 R_\odot$, the overestimation of the intensity caused by the uniform-disk approximation is comparable to the value of the anisotropy of the flux computed at 1 AU (see Fig. 5). Indeed, at $4 R_\odot$ the visible part of the Sun is almost one full hemisphere, and the illumination of the corona is close to the illumination of the sky at 1 AU.

An estimate of the effect of the differential illumination of the LOS by quiet and active regions was attempted by Ko et al. (2002). The technique presented here allows for practical sys-

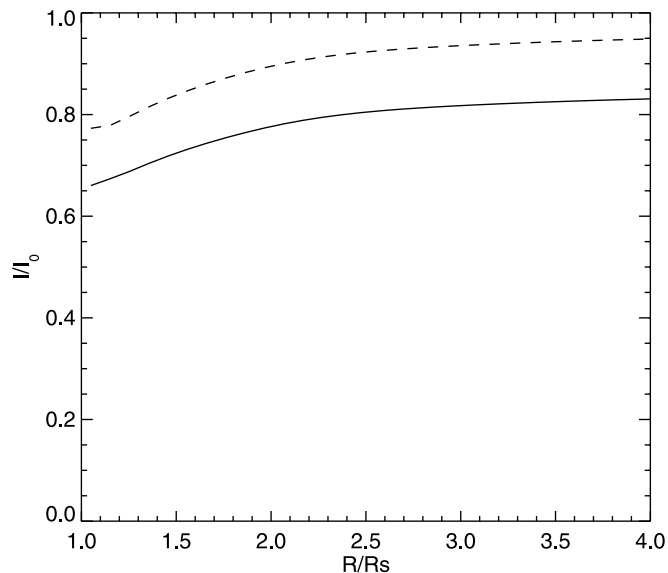


FIG. 7.—Ratios between the radial polar intensities (I) computed using a nonuniform chromosphere and those (I_0) obtained with the uniform-disk assumption. *Dashed curve*, 1996 December 20; *solid curve*, 1997 April 20. Assuming a uniform disk leads to a systematic overestimate of the intensity of the resonantly scattered $\text{Ly}\alpha$ corona.

tematic corrections. We have shown that, on average, at solar minimum the uniform-disk approximation leads to a systematic overestimate of the intensity of the resonantly scattered $\text{Ly}\alpha$ corona by 15% in polar coronal holes. The amplitude of this effect depends upon the anisotropy of the disk flux, which itself depends upon the contrast of the disk structures: the more contrasted the structures, the larger the departures from the uniform-disk approximation. From visual examination of SUMER disk rasters, we can predict that in the case of the O VI 103.2, 103.7 nm resonance doublet, the amplitude of the effect is at least that computed for $\text{Ly}\alpha$. The 30.4 nm line of He II is another major resonance line in the corona (Delaboudinière 1999; Auchère 2000), although observation of it is made difficult by the presence of an Si XI line 0.05 nm shortward. The amplitude of the effect is larger in this line, up to a factor of 2 (Auchère 2000), because the solar disk is more contrasted at 30.4 nm than at $\text{Ly}\alpha$ (see Fig. 3). The anisotropy of the disk flux will have to be taken into account in the analysis of data collected by future instruments dedicated to the observation of this coronal line (Romoli et al. 2003).

As is shown by Figure 4 of Auchère et al. (2005), the anisotropy of the 30.4 nm flux at 1 AU is greater at solar maximum than at solar minimum. Since the H I 121.6 nm and He II 30.4 nm intensities are strongly correlated (see § 3.1), the same behavior is to be expected at $\text{Ly}\alpha$. It is likely that the effects of the disk flux anisotropies on the intensity of the $\text{Ly}\alpha$ corona are also greater at solar maximum. We shall use another parameterization of the solar corona, representative of active Sun conditions, in order to quantify the effects at solar maximum.

The author acknowledges the use of the composite daily $\text{Ly}\alpha$ irradiance data compiled by Woods et al. (2000) and available at ftp://rescha.colorado.edu/pub/solstice/composite_lya.dat. The author thanks P. Lemaire for providing him with the $\text{Ly}\alpha$ disk profile data.

REFERENCES

- Antonucci, E., Dodero, M. A., & Giordano, S. 2000, *Sol. Phys.*, 197, 115
- Auchère, F. 2000, Ph.D. thesis, Univ. Paris VI
- Auchère, F., & Artzner, G. E. 2004, *Sol. Phys.*, 219, 217
- Auchère, F., Cook, J. W., Newmark, J. S., McMullin, D. R., von Steiger, R., & Witte, M. 2005, *ApJ*, in press
- Bertaux, J.-L., Quémerais, E., Lallement, R., Lamassource, E., Schmidt, W., & Kyrölä, E. 2000, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1331
- Brosius, J. W., Davila, J. M., Thomas, R. J., & Monsignori-Fossi, B. C. 1996, *ApJS*, 106, 143
- Cook, J. W., Meier, R. R., Brueckner, G. E., & Van Hoosier, M. E. 1981, *A&A*, 97, 394
- Cook, J. W., Newmark, J. S., & Moses, J. D. 1999, in *Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona*, ed. J.-C. Vial & B. Kaldeich-Schürmann (ESA SP-446) (Noordwijk: ESA), 241
- Cranmer, S. R., et al. 1999, *ApJ*, 511, 481
- Delaboudinière, J.-P. 1999, *Sol. Phys.*, 188, 259
- Delaboudinière, J.-P., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 291
- Gabriel, A. H. 1971, *Sol. Phys.*, 21, 392
- Ko, Y.-K., Raymond, J. C., Li, J., Ciaravella, A., Michels, J., Fineschi, S., & Wu, R. 2002, *ApJ*, 578, 979
- Kohl, J. L., et al. 1997, *Sol. Phys.*, 175, 613
- . 1998, *ApJ*, 501, L127
- Landi Degl'Innocenti, E. 1984, *Sol. Phys.*, 91, 1
- Lemaire, P., Emerich, C., Vial, J.-C., Curdt, W., Schühle, U., & Wilhelm, K. 2002, in *From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO*, ed. A. Wilson (ESA SP-508) (Noordwijk: ESA), 219
- Noci, G., & Maccari, L. 1999, *A&A*, 341, 275
- Raymond, J. C., et al. 1997, *Sol. Phys.*, 175, 645
- Reeves, E. M., Timothy, J. G., & Huber, M. C. E. 1977a, *Appl. Opt.*, 16, 837
- Reeves, E. M., Timothy, J. G., Withbroe, G. L., & Huber, M. C. E. 1977b, *Appl. Opt.*, 16, 849
- Romoli, M., et al. 2003, in *AIP Conf. Proc. 679, Solar Wind Ten*, ed. M. Velli, R. Bruno, & F. Malara (Melville, NY: AIP), 846
- Scholz, T. T., & Walters, H. R. J. 1991, *ApJ*, 380, 302
- Thompson, W. T., & Brekke, P. 2000, *Sol. Phys.*, 195, 45
- Vernazza, J. E., & Reeves, E. M. 1978, *ApJS*, 37, 485
- Verner, D. A., & Ferland, G. J. 1996, *ApJS*, 103, 467
- Vourlidas, A., Klimchuk, J. A., Korendyke, C. M., Tarbell, T. D., & Handy, B. N. 2001, *ApJ*, 563, 374
- Witte, M., Banaszkiewicz, M., & Rosenbauer, H. 2002, *Geophys. Res. Abstr.*, 4, No. 2779
- Woods, T. N., Tobiska, W. K., Rottman, G. J., & Worden, J. R. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 27195

THE HELIOSPHERIC He II 30.4 nm SOLAR FLUX DURING CYCLE 23

F. AUCHÈRE

Institut d'Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France;
frederic.auchere@ias.u-psud.fr

J. W. COOK AND J. S. NEWMARK

E. O. Hulburt Center for Space Research, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375

D. R. McMULLIN

Praxis, Inc., 2550 Huntington Avenue, Alexandria, VA 22303

R. VON STEIGER

International Space Science Institute, Hallerstrasse 6, CH-3012 Bern, Switzerland

AND

M. WITTE

Max Planck Intitut für Aeronomie, Max-Planck-Strasse 2, D-37191 Katlenburg-Lindau, Germany

Received 2004 November 12; accepted 2005 February 24

ABSTRACT

Because of the orbit characteristics of the vast majority of spacecraft, the solar flux has predominantly been measured at Earth or at least in the plane of the ecliptic. Therefore, the existing data do not directly demonstrate the fact that the latitudinal distribution of the extreme-ultraviolet (EUV) solar flux is largely anisotropic. Indeed, in the EUV the nonuniform distribution of very contrasted bright features (i.e., active regions) and dark features (i.e., coronal holes) at the surface of the Sun produces both the obvious rotational (or longitudinal) modulation of the flux and also a strong latitudinal anisotropy. Although largely ignored up to now, the latitudinal anisotropy affects the physical conditions in the corona and heliosphere and should therefore be taken into account in several solar and heliospheric physics applications. We describe in this paper a technique for computing the He II 30.4 nm flux at an arbitrary position in the heliosphere from *Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)* EUV Imaging Telescope (EIT) images. This procedure was used to produce daily all-sky maps of the 30.4 nm flux from 1996 January to 2003 August, covering the first 8 yr of solar cycle 23. As could be expected from the examination of the EIT images, the 30.4 nm flux was found to be strongly anisotropic. The anisotropy $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the fluxes computed for viewpoints located above the solar poles and within the solar equatorial plane ranges from 0.9 at solar minimum to 0.6 at solar maximum. A 20% difference was also discovered between the north and south polar fluxes. The generalization of this technique to other lines of the EUV and far-ultraviolet (FUV) spectrum is discussed.

Subject headings: Sun: activity — Sun: UV radiation

1. INTRODUCTION

In the far- and extreme-ultraviolet (FUV and EUV), the chromosphere, transition region, and corona are highly structured by magnetic activity. At solar minimum, the polar regions are darkened by large coronal holes, and throughout the solar cycle bright active regions are scattered around the solar globe at mid to low heliographic latitudes. Clearly, one can expect this non-uniform distribution of highly contrasted dark and bright structures to produce a pronounced latitudinal anisotropy in the EUV solar flux at any given date and in its variability over the solar cycle. To date, because of the lack of out-of-ecliptic measurements, very few attempts have been made to investigate these variations.

The implications of the FUV/EUV flux anisotropies are diverse. Assuming a density distribution of interplanetary hydrogen, anisotropies of the 121.6 nm Ly α resonantly backscattered radiation can be used to infer departures from spherical symmetry of the solar wind flux. However, using a two-component model based on the fraction of the solar disk covered by plage regions, Cook et al. (1981) showed that the anisotropy of the illuminating Ly α light source can be as important a factor as the inferred solar wind flux anisotropy. Pryor et al. (1992) used

the same approach to model the anisotropies of the interplanetary Ly α emissions measured by the *Galileo* and *Pioneer Venus* probes.

The same resonant scattering process that is responsible for the interplanetary Ly α backscatter also occurs in the solar corona and dominates the formation of the Ly α line of H I and that of the 30.4 nm line of He II. Auchère (2000) showed that the anisotropy of the underlying illuminating disk flux must be taken into account when modeling the intensity of the 30.4 nm resonantly scattered line of He II in the corona. Indeed, during solar minimum, the regions of the corona located above the poles are illuminated predominantly by the polar coronal holes, which are on average about 2 times darker than quiet-Sun areas. Since the intensity of resonantly scattered lines depends directly on the intensity of the illuminating source, not taking into account the anisotropies of the disk would lead to overestimating the expected intensity of the 30.4 nm coronal line by a factor of 2. Likewise, the anisotropy effects should also be taken into account when interpreting Ly α observations of the corona (Auchère 2005) such as those of the Ultraviolet Coronagraph Spectrometer (UVCS) on the *Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)*. The 10%–20% Ly α anisotropy reported by Cook et al. (1981) was computed for observers located far

from the Sun. However, as the observer's heliospheric position approaches the Sun, the midlatitude to equatorial plage regions become less and less visible from above the pole, which tends to increase the anisotropy relative to the equatorial flux. The 10%–20% value is therefore a lower limit, and larger anisotropies closer to the Sun are to be expected.

Finally, preliminary results suggest that the measurements of the interstellar helium density made by the GAS instrument on board *Ulysses* are significantly affected by the anisotropy of the solar EUV emission. Indeed, the helium photoionization rates needed to analyze the data are currently computed using in-ecliptic measurements of the EUV flux. Neglecting the anisotropy leads to overestimating the photoionization rates at high latitudes, which artificially increases the calculated interstellar helium density. The correct accounting of this effect is a major motivation for our modeling of the three-dimensional EUV irradiance (Witte et al. 2002, 2004).

These few examples show that the anisotropy of the solar EUV flux has a significant impact on several physical processes in the solar corona and heliosphere. Taking into account the anisotropy is therefore essential for a rigorous analysis of the data, which requires a full three-dimensional model of the solar EUV flux.

The full-Sun instruments (nonimaging), such as the Sun EUV Monitor (SEM) on *SOHO* and Solar EUV Experiment (SEE) on *TIMED*, traditionally used to measure the solar flux lack the spatial resolution necessary to record the distribution of bright and dark structures on the Sun and do not contain any information on the three-dimensional distribution of the heliospheric solar flux. Images of the Sun taken in the ecliptic plane do contain sufficient information to model the solar flux at an arbitrary location in the heliosphere. Since 1996 January, the EUV Imaging Telescope (EIT; Delaboudinière et al. 1995) on *SOHO* has continuously monitored the Sun in four narrow passbands of the EUV spectrum. The *SOHO* mission is funded until at least 2007, and it is likely that the final EIT data set will cover the entire solar cycle 23, offering an unprecedented opportunity to investigate the temporal and spatial variations of the EUV solar flux.

We focus in this paper on the flux of the 30.4 nm line of He II, because in the range of spectral lines observed by EIT, it is the most straightforward to analyze. Indeed, heliographic (Carrington) coordinate maps of the He II disk can be easily computed using purely geometric mapping transformations. These maps can then be reprojected to simulate images of the He II disk as it would be observed by a telescope located at an arbitrary position in the heliosphere. The He II 30.4 nm solar flux at any location is then given by the total disk intensity in the corresponding simulated images. We used this technique to compute daily all-sky maps of the He II 30.4 nm flux. As could be expected from the distribution of very contrasted bright and dark structures observed in the EIT images, the 30.4 nm flux was found to be strongly anisotropic. The anisotropy ratio $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the fluxes computed for viewpoints located above the poles and within the ecliptic plane ranges from 0.9 at solar minimum to 0.6 at solar maximum. Furthermore, we discovered a 20% asymmetry between the fluxes computed for viewpoints located above the north and south poles.

The computation of the He II 30.4 nm flux anywhere in the heliosphere from EIT data is described in § 2 in four steps:

1. EIT data characteristics and selection,
2. computation of He II intensity images,
3. creation of improved Carrington maps, and
4. image reprojection from any viewpoint.

The results are discussed in § 3. The generalization of the technique to other lines of the FUV/EUV spectrum is briefly discussed in § 4.

2. MODELING THE THREE-DIMENSIONAL He II 30.4 nm FLUX

2.1. The *SOHO* EIT Data Set

EIT provides full-disk images of the corona and transition region in four narrow passbands (about 1.5 nm wide) of the EUV spectrum centered on emission lines of Fe IX (17.1 nm, emitted at temperatures around 1 MK), Fe XII (19.5 nm, 1.2 MK), Fe XV (28.4 nm, 1.5 MK), and He II (30.4 nm, 80,000 K). The 1024×1024 pixel CCD detector samples the $44' \times 44'$ field of view at a spatial resolution of $5''/254$ (2 pixels, Auchère et al. 2000; Auchère & Artzner 2004).

Since several spectral lines are included in each of the EIT channels, the intensity of the He II 30.4 nm line is not simply proportional to the signal measured in the 30.4 nm passband. The He II intensity was computed using a differential emission measure (DEM)-based technique (see § 2.2), which uses as input a group of four EIT images (a quadruplet) taken in the four wavelengths. We automatically searched through the EIT database for one quadruplet per day, which was then fed in to the DEM-based analysis procedure. In order to maximize the time coverage, we included both full-resolution (1024×1024) and half-resolution (512×512) full-field images. For the same reason, the four images of a quadruplet were allowed to be taken as far as 6 hr apart. However, most of the time, and because of the long-term stability of the observing program of EIT, the selected quadruplets were taken in less than 30 minutes. Since the end of 1996, the standard EIT observations include a set of four synoptic full-resolution images, one in each passband, every 6 hr. These so-called synoptic sets are always recorded at the full resolution of 1024×1024 pixels and require only 18 minutes to collect. The presence of the synoptic sets guarantees that at least four near-simultaneous full resolution images in the four wavelengths are available every day. We checked that the automated search picked the synoptic sets whenever available. Therefore, within one quadruplet, there was generally no temporal development large enough to produce significant bias in the DEM analysis. For 1996, when the observing program was not yet stabilized, the time difference between images can be larger (up to 6 hr). In order to minimize artifacts in the DEM analysis, we always compensated the solar rotation in the three coronal images of a quadruplet to match the observing date of the 30.4 nm image. Rigid rotation was used, because in 6 hr the differential rotation is less than 0.8° of longitude at all latitudes.

Except for the 3.5 month loss of contact with *SOHO* from 1998 July to October, there were very few gaps in the time coverage of the EIT data. Observations are interrupted every 2 or 3 months for engineering purposes (the CCD detector is then “baked out” to counterbalance the sensitivity losses induced by the accumulation of EUV dose), but these interruptions are short enough (a few days) and not frequent enough to be disturbing.

We visually checked all the image quadruplets, all the DEM-based synthetic He II images, and all the improved Carrington maps (described below) of the He II disk. This inspection led us to reject some quadruplets. Most of those were images with too many blocks of corrupted or missing data (EIT data are transmitted to the ground by blocks of 32×32 pixels). Furthermore, accurate pointing and roll information is required by both the DEM analysis and the transformation to heliographic coordinates. We co-aligned all the images of the database by remapping each

of them on a 1024×1024 pixel grid, with the Sun center located at pixel (512, 512) and with solar north upward. The position of the center of the Sun was directly measured in the images with a 0.1 pixel accuracy using the algorithm developed by Auchère et al. (1998). The roll angle was taken from the *SOHO* spacecraft attitude data. Visual inspection of the movies of the quadruplets of images was used to detect bad roll angle information. Visual inspection of the enhanced Carrington maps was used to determine the reliability of the *SOHO* orbit data. Wrong longitude and/or latitude information leads to incorrect maps, with patches of data put at obviously wrong places. These inspections forced us to reject some otherwise photometrically valid images. Finally, we excluded images that had a significant fraction of the pixels containing energetic particles from proton flares. After this cleanup process, we included in the present study 2487 quadruplets of images spanning 2800 days from 1996 January 15 to 2003 August 31, which represents an average time coverage of 89%.

2.2. The He II 30.4 nm Intensity

The passbands of EIT are not narrow enough to isolate individual spectral lines. The 30.4 nm passband contains the 30.38 nm line of He II, but also the 30.33 nm line of Si XI, and to a lesser extent the 28.4 nm line of Fe XV, as well as numerous fainter lines emitted from a range of temperatures. The 28.4 nm passband is dominated by the 28.4 nm line of Fe XV in active regions, but in quiet-Sun areas, by cooler transition region lines such as the group of Si VII lines around 27.5 nm. The 17.1 nm and 19.5 nm passbands each contain a number of lines from Fe IX to Fe XII. In flares, the 19.5 nm passband becomes dominated by the 19.2 nm line of Fe XXIV. In a given passband, the signal from an individual pixel is the sum of the intensities of the contributing lines weighted by the spectral response of the instrument. Different spectral distributions can produce the same signal, and there is no unique relationship between the signal and the intensities of individual spectral lines. However, this ambiguity can be solved if one makes assumptions on the spectral distribution of the observed plasma.

Indeed, a technique developed by Cook et al. (1999) based on DEM analysis makes it possible to recover the spectral information embedded in the EIT data. The basic procedure is the following. From a set of four EIT images, one in each passband, an individual DEM curve is derived for each of the 1024×1024 pixels. An initial starting smooth DEM curve is iteratively modified so that the calculated intensities best reproduce the EIT observations for each pixel. We use the CHIANTI atomic physics package (Dere et al. 1997) to compute line intensities from a given DEM curve. From the resulting one million DEM curves, called a DEM map, synthetic intensity images can be computed of any spectral line in the temperature range covered by EIT, i.e., from 80,000 K for He II 30.4 nm to 2 MK for Fe XV 28.4 nm. The EIT He II channel presents a special problem for the DEM technique, because the He II 30.4 nm line, which is the main contributor to this channel, is optically thick. The calculated intensity for this line using the standard DEM optically thin assumptions is much smaller than the observed intensity. Fortunately, there are excellent observations of typical He II 30.4 nm intensities and also of the observed ratio of this line to the nearby Si XI optically thin line at 30.33 nm (e.g., Glackin et al. 1978; Mango et al. 1978; Thomas & Neupert 1994; Brosius et al. 1996; Thompson & Brekke 2000). The DEM technique uses an empirical intensity multiplier for the He II line that reproduces the known quiet and active region intensities from appropriate

quiet and active region DEM curves and also the observed ratio to the Si XI line intensities. Other contributors to the 30.4 nm passband, mainly Fe XV 28.4 nm and Si XI 30.33 nm, are coronal lines formed at temperatures between 1 and 2 MK. The intensity of these lines is reliably computed, because in this temperature range, the DEM curve is well constrained by the three coronal passbands of EIT (17.1, 19.5, and 28.4 nm). The He II intensity is determined from the remaining He II channel signal after removing all other contributors.

The calibration of EIT is now well understood. Even though the formal uncertainties of the preflight absolute calibration were estimated as 200% (Dere et al. 2000), comparisons with independent data showed that the real uncertainties on the count rates are in fact of the order of 20%. The EIT_PREP program included in the EIT branch of the standard IDL SolarSoftware tree was used to calibrate the data. This program accounts for all the known calibration parameters, except the instrumental stray light and the vignetting function. This latter varies only by a few percent in the field of view and was compensated using the data given by Defise (1999). No stray light correction was applied. Including the uncertainties in the radiometric calibration, the DEM technique has proved to provide intensities accurate to within 30%, and the results have been compared to simultaneous measurements obtained by the Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS) and the SEM instruments on *SOHO* (McMullin et al. 2002). The DEM analysis was applied to the quadruplets of EIT images to compute the daily disk intensity of the 30.4 nm line of He II from 1996 January to 2003 August. The processing of more recent data is ongoing.

2.3. Improved Carrington Maps

In order to compute 30.4 nm He II images of the Sun as seen from an arbitrary location in the heliosphere, one needs to have an image of the entire He II Sun at any given date. The obvious approach is to use Carrington rotation maps, but, as we will see, these have several drawbacks. Traditionally, a Carrington rotation map is built from 27 days' worth of images by taking intensity profiles along the central meridian and putting them side by side after compensation of the cosine distortion with heliographic latitude. Knowing the dates of the original images, the axis of time can be converted to Carrington longitudes, which results in a map of the solar surface. However, it is clear that a simple Carrington rotation map is not an optimal representation of the solar surface at a given date. Indeed, in a Carrington rotation map, for a given date, only the intensity of the corresponding central meridian is up to date. Since the rest of the information present in the original images is discarded, most of the data composing the map is up to 27 days old. Furthermore, because of the differential rotation, the Carrington longitude of the solar structures changes with time. At midlatitudes (45°), the differential rotation shifts the Carrington longitude of a structure by more than 30° in 27 days. At 60° of latitude, the shift in longitude is up to 50° . This effect is not taken into account in a Carrington rotation map that assumes a rigid rotation rate.

We introduce here the improved Carrington maps, which overcome the weaknesses of the classical Carrington maps and provide a better estimate of the entire He II emitting surface at any given date. The improved Carrington maps contain most of the latest information available at a given date, and a better estimate of the intensity on the far side of the Sun is obtained by accounting for the differential rotation. Zhao et al. (1999) followed a similar approach to derive synoptic charts of the photospheric

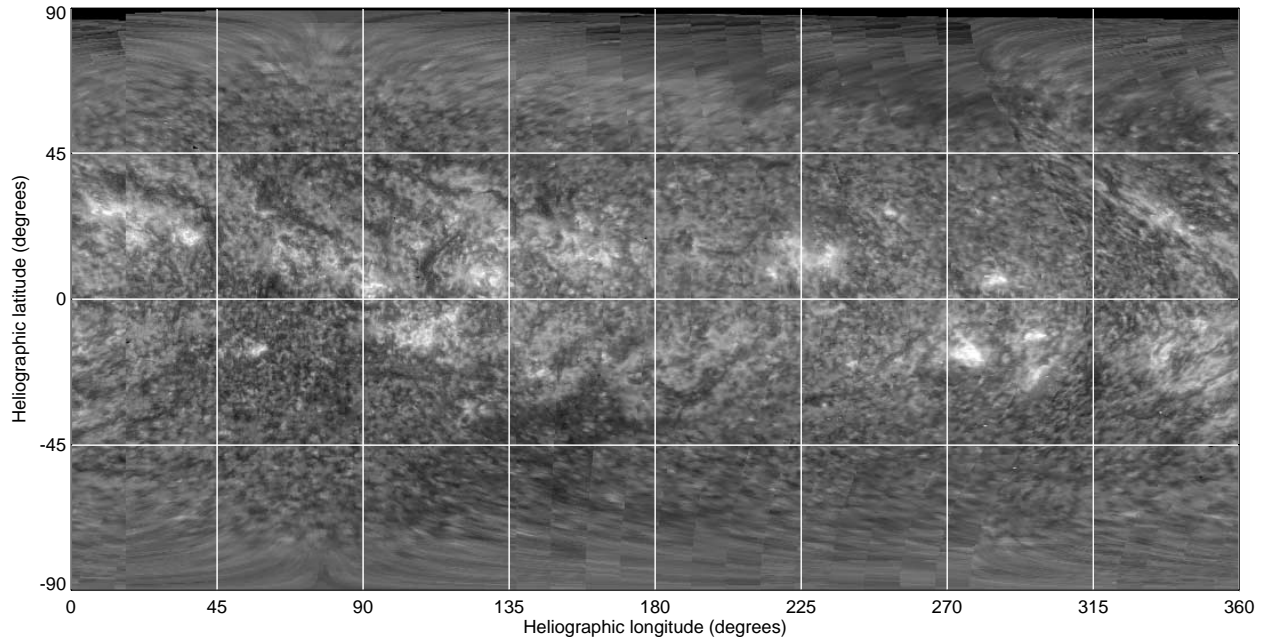


FIG. 1.—Improved Carrington map of the He II 30.4 nm Sun for 1998 December 15. This map improves upon the classical format in several regards. For a given date, $\pm 60^\circ$ around the central meridian is mapped, and not only the central meridian itself. The differential rotation of the far side of the Sun was also taken into account (see § 2.3). Such maps were reprojected to simulate images of the He II disk as seen from an arbitrary location in the heliosphere.

magnetic field. However, to our knowledge, the present paper describes for the first time a technique that permits taking the differential rotation into account.

The maps are updated as the Sun rotates from higher to lower Carrington longitudes. Unlike the case for classical maps, a large portion of the original images is projected in Carrington coordinates, not only the central meridian. We used a regular Carrington sampling grid with 1080 points in longitude and 540 in latitude. Each point of this grid is projected on the EIT image plane using perspective projection (instead of the classically used orthographic approximation), and intensities are computed by bilinear interpolation. It is not possible to map the entire visible hemisphere, for the resolution in Carrington coordinates tends to zero at the limb. We chose to restrict the longitudinal extent of the mapped area to plus or minus 60° around the central meridian, which minimizes distortions of the limb regions while still allowing an equatorial resolution of $20'$ in Carrington coordinates. We did not put any restrictions in latitude, in order to preserve all the information available on the polar regions. Since a whole third of the solar sphere is updated at once, no area of an improved map is more than 18 days old, versus 27 days for a classical map. In principle, the center-to-limb intensity variation with solar position angle μ should be treated explicitly during the transformation to Carrington coordinates, but the He II disk has an essentially flat variation. The absence of limb brightening indicates that the He II 30.4 nm disk behaves locally like an isotropically emitting surface. This characteristic justifies the purely geometric transformations used to project the original images into improved Carrington maps and to reproject these as seen from any viewpoint.

A further improvement upon the classical Carrington format consists of taking into account the differential rotation of the far side of the Sun. In order to do this, we used a 31 day running stack of images (polar regions rotate in about 31 days). After mapping to Carrington coordinates, we input each new image on top of the stack and shift all the older images one position

(1 day) down the stack, the last image being discarded. Then, for each image in the stack and each latitude, we applied a longitudinal shift corresponding to the amount of differential rotation between the date of each image and the date of the latest image. The shift is of course equal to zero for the latest image input in the stack. The images in the stack are then overlaid one on top of the other, from the oldest to the newest, resulting in an improved Carrington map in which the longitudinal drift of the far-side structures due to the differential rotation is taken into account. The correction of the differential rotation assumes that the structures do not move latitudinally. The rotation speed at 30.4 nm as a function of Carrington latitude ϕ was measured by Hortin (2003) using EIT data as

$$\Omega = 14.51 - 3.12 \sin^2 \phi + 0.34 \sin^4 \phi \text{ deg day}^{-1}. \quad (1)$$

The equatorial rotation speed of $14^\circ 51 \text{ day}^{-1}$ is actually larger than the rotation speed of the Carrington coordinate system ($14^\circ 18 \text{ day}^{-1}$), meaning that equatorial structures tend to drift slowly toward the higher longitudes. The rotation speed given by equation (1) was measured with a global cross-correlation technique regardless of the different types of structures. This means that if different structures rotate at different speeds, this effect is not taken into account. However, visual inspection of the improved maps shows that the structures that did not undergo a dramatic intrinsic morphological modification fall back in place nicely after one full rotation.

As an example of the final result, the improved Carrington map for 1998 December 15 is shown in Figure 1. Because of the inclination of the axis of rotation of the Sun, the poles are alternately obscured for six months, which results in missing data in the northerly areas (e.g., the south pole in Fig. 1). However, since the B_0 tilt angle is always less than $7^\circ 23'$, the missing polar caps never represent more than 1.58% of the surface of the reprojected disk images at 1 AU. A good approximation for computing the total flux is therefore to fill the missing areas by the

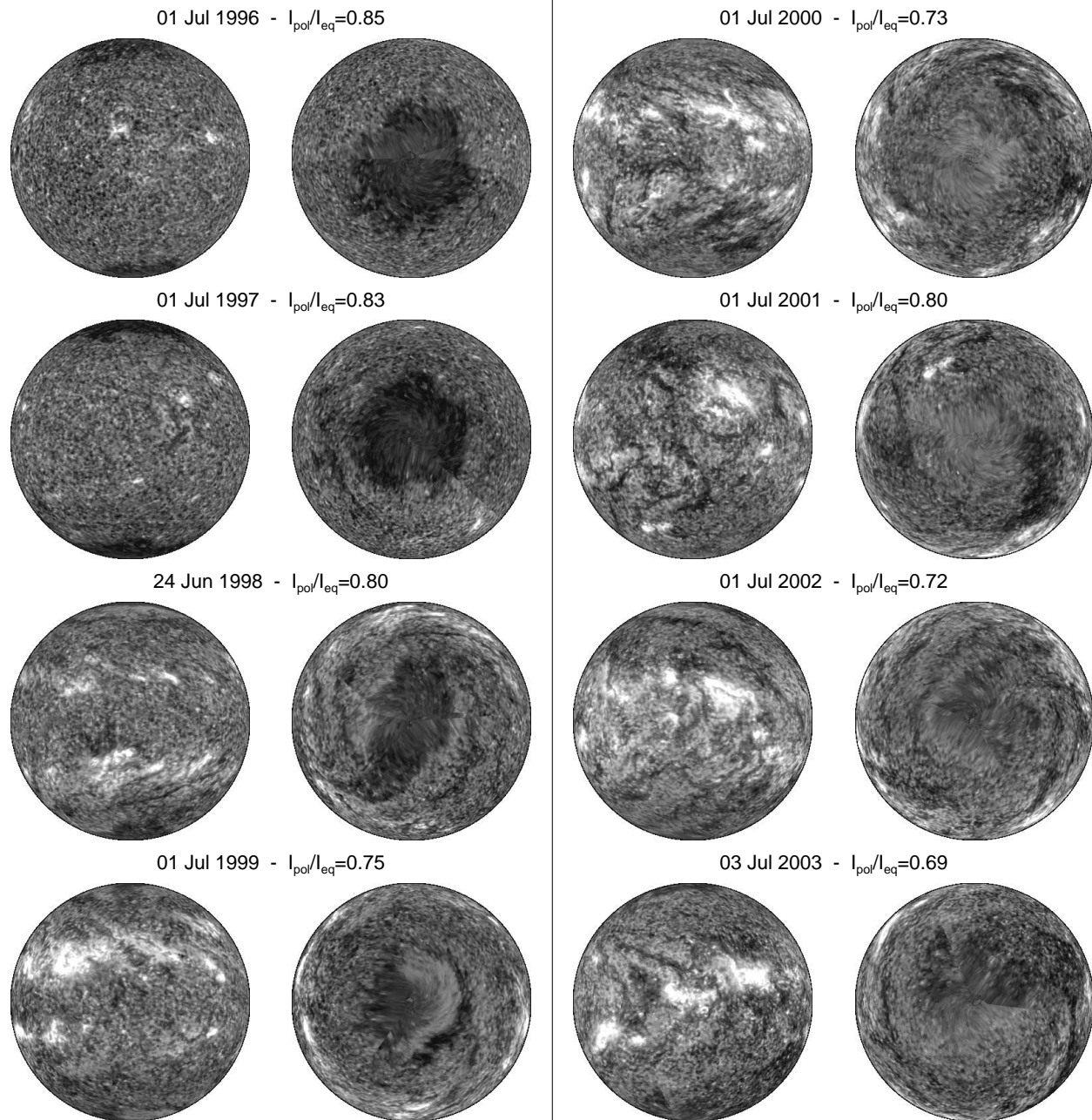


FIG. 2.—Images of the He II 30.4 nm disk as seen from two viewpoints located at 1 AU from the Sun, one in the solar equatorial plane at heliographic longitude 0, the other above the south solar pole. Time reads from top to bottom and from left to right from 1996 July to 2003 July. All the images are displayed with the same logarithmic scaling. Through the solar cycle, the south coronal hole changes shape, shrinks, disappears during the maximum, and reappears in the declining phase. The anisotropy ratio $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the total intensity in the polar and in the equatorial images decreases from 0.82 at solar minimum (1996 July) to 0.63 at solar maximum (2001 July).

median value of the surrounding regions. The maps are available from the author upon request.

2.4. Arbitrary Viewpoints

Following the assumption that locally the 30.4 nm chromospheric line of He II is emitted isotropically, it is possible to reproject any improved Carrington map (such as the one of Fig. 1) to obtain an image of the 30.4 nm Sun as it would be seen from an arbitrary location in the heliosphere. We did not limit ourselves to viewpoints far from the Sun, since we used the full geometry projection formulae, not a parallel projection approximation for observers at infinity. The projections were computed using a backward mapping technique. The coordinates of each

pixel in the output image plane are converted into heliographic coordinates, and the corresponding intensities are linearly interpolated in the Carrington map. In order to minimize the possible photometric errors introduced by the resampling (see the discussion at the end of this section), we first computed the images with an oversampling factor of 5 and rebinned them to the final resolution of 360×360 pixels, which is about the size of the solar disk in EIT 512×512 pixel binned images.

In Figure 2, for eight dates between 1996 July and 2003 July, we show two images of the He II 30.4 nm disk as seen from two viewpoints located at 1 AU, one in the solar equatorial plane at Carrington longitude 0° , and the other one above the south solar pole. All the images are displayed with the same logarithmic

intensity scaling. The anisotropy ratio $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the polar and equatorial integrated intensities is given for each couple of images. A ratio smaller than 1 means that the polar flux is inferior to the equatorial flux. A ratio greater than 1 means that the polar flux is superior to the equatorial flux. The main feature in the polar images from 1996 January to 1998 January is the south polar coronal hole. As the solar cycle peaks, the polar coronal hole loses circular symmetry and shrinks until it finally disappears in early 2001. To help make the connection between structures seen in the equatorial and in the polar images, note, for example, in the equatorial image of 1998 June the northward extension of the south hole, which corresponds in the polar image to the long curved horn. In 1997 July, polar crown filaments appear around the south hole. These filaments remain prominent features in the polar images throughout the solar maximum. In the equatorial images, active regions appear at midlatitudes in 1997 and 1998 and migrate toward the equator during the rising phase of the cycle. One must keep in mind that these images consist of observations separated in time by as much as 18 days. However, they provide valuable information on the morphology of the polar structures and on their evolution through a solar cycle. Indeed, similar reprojections were already used by Wang & Sheeley (1995) to investigate the connection of polar plumes with network activity. The ratio $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the total flux in the polar and the equatorial images decreases from 0.87 in 1997 July to 0.63 in 2001 July and then increases again to reach 0.82 in 2003 July. There is an exception in June 1998, with the anisotropy ratio up to about 1.0. Note that the smaller the ratio, the larger the anisotropy. At solar minimum, the He II disk is very uniform at large scale, and the flux anisotropy is mainly due to the presence of the dark polar coronal holes. As they shrink with the increase of activity, one could expect the anisotropy to diminish. This is not the case, for, because of the perspective effects, the active regions that develop through solar maximum at mid to low latitudes are much less visible from a polar than from an equatorial viewpoint. This is particularly noticeable in the equatorial and polar images of 2000 and 2001. Therefore, the disappearance of the coronal holes in the polar images is largely counterbalanced by the emergence of active regions in the equatorial images, which produces an anisotropy more pronounced at solar maximum than at solar minimum.

The data processing scheme described in this section implies four successive resamplings of the EIT images: co-alignment, projection on a Carrington grid, compensation of the differential rotation, and reprojection from an arbitrary viewpoint. The coordinate transformations were implemented in a dedicated custom code instead of using an existing library. We used a classical resampling scheme consisting of bilinear interpolation of the input image on a distorted grid. As was underlined by DeForest (2004), this approach does not necessarily produce photometrically accurate results, even more so if repeated several times. Indeed, information is lost whenever the input image is undersampled, i.e., when the local resampling produces a reduction of the original data. However, undersampling can generally be avoided by properly choosing the resampling rate. Even though it is not as computer efficient as the algorithm described by DeForest (2004), photometrically accurate image reduction can in fact be achieved with the classical scheme by correctly sampling the input data and then rebinning the result to the desired resolution. In order to avoid aliasing, whenever possible, we always resampled the original data with at least two grid points per input pixel. Since the quantity of interest, the total flux, is obtained by summing the intensity over the disk,

possible local photometric errors introduced by the successive resamplings are averaged out.

3. RESULTS

3.1. Daily He II 30.4 nm All-Sky Maps

The procedure described in § 2 was applied to compute the all-sky flux of the 30.4 nm line of He II for each day for which a quadruplet of images could be found in the EIT database. From the improved Carrington maps of the He II Sun (see § 2.3), we computed the 30.4 nm flux at 1 AU for the whole sky on a regular grid with an angular resolution of $4^\circ \times 4^\circ$. We verified that the irradiance at *SOHO* reproduces the irradiance measured directly in the images without going through the process of geometric transformations. Figure 3 shows the all-sky maps for the eight dates corresponding to the polar and equatorial images of Figure 2. The two hemispheres of the sky are represented here with a Lambertian projection. The left hemisphere is illuminated by the far side of the Sun as seen from *SOHO*, and the right one by the near side. Solar north is up. It is clear that the all-sky maps can also be represented in any other system of coordinates (ecliptic, galactic, etc.). Equally spaced isocontours are overlaid in black. All the images are displayed with the same linear intensity scaling. In periods of quiet Sun (images of 1996 and 1997), the illumination pattern is dominated by two dark polar regions corresponding to the dark coronal holes and sometimes one brighter spot produced by an active region. In periods of maximum of activity, the polar regions generally remain dark relative to the equatorial and mid-latitude regions, even though the polar coronal holes have disappeared (see Fig. 2). As can be seen in the Carrington map of Figure 1, this is due to the numerous active regions forming a continuous band of bright sources around the equator. The several active region groups produce several overlapping bright spots, resulting in a more complex illumination pattern than during periods of minimum. The isocontours are tighter during the maximum of activity than during the minimum (compare, e.g., 1997 with 2001), revealing the more contrasted illumination pattern and therefore the larger anisotropies at solar maximum.

The results presented up to here concerned viewpoints located at 1 AU from the Sun. This distance was chosen in order to facilitate comparisons with irradiance measurements made at Earth or near Earth. However, it is interesting to investigate the behavior of the anisotropies closer to the Sun. As we stated in § 2.4, our technique is generalized. The He II 30.4 nm flux can be computed for any location in the heliosphere, not only for viewpoints far enough from the Sun that the parallel projection is a good approximation. Close enough to the Sun, equatorial structures become invisible to a polar observer, and vice versa. At 1 AU, an observer sees almost 50% of the solar surface, but he sees only 25% of it at $2 R_\odot$. At this distance, the polar coronal holes are totally invisible from the equatorial plane, and active regions are totally invisible from above the poles. Therefore, closer to the Sun, the anisotropy is larger, and the local variations of the flux with latitude and longitude are stronger. This behavior is illustrated in Figure 4, which shows on a polar plot the He II 30.4 nm flux around the Sun for 1998 December 15 (Carrington map of Fig. 1) in the plane perpendicular to the equator and defined by the Carrington meridians 0° and 180° for five distances from the center of the Sun (1.5, 2, 4, 10, and $215 R_\odot$). For each distance, we computed the flux at 360 different latitudes from 360 reprojected images similar to those of Figure 2. The $1/r^2$ variation was taken out by normalizing the fluxes to 1 AU. Farther than 1 AU, where the parallel projection is a good approximation, the appearance of the Sun (except its

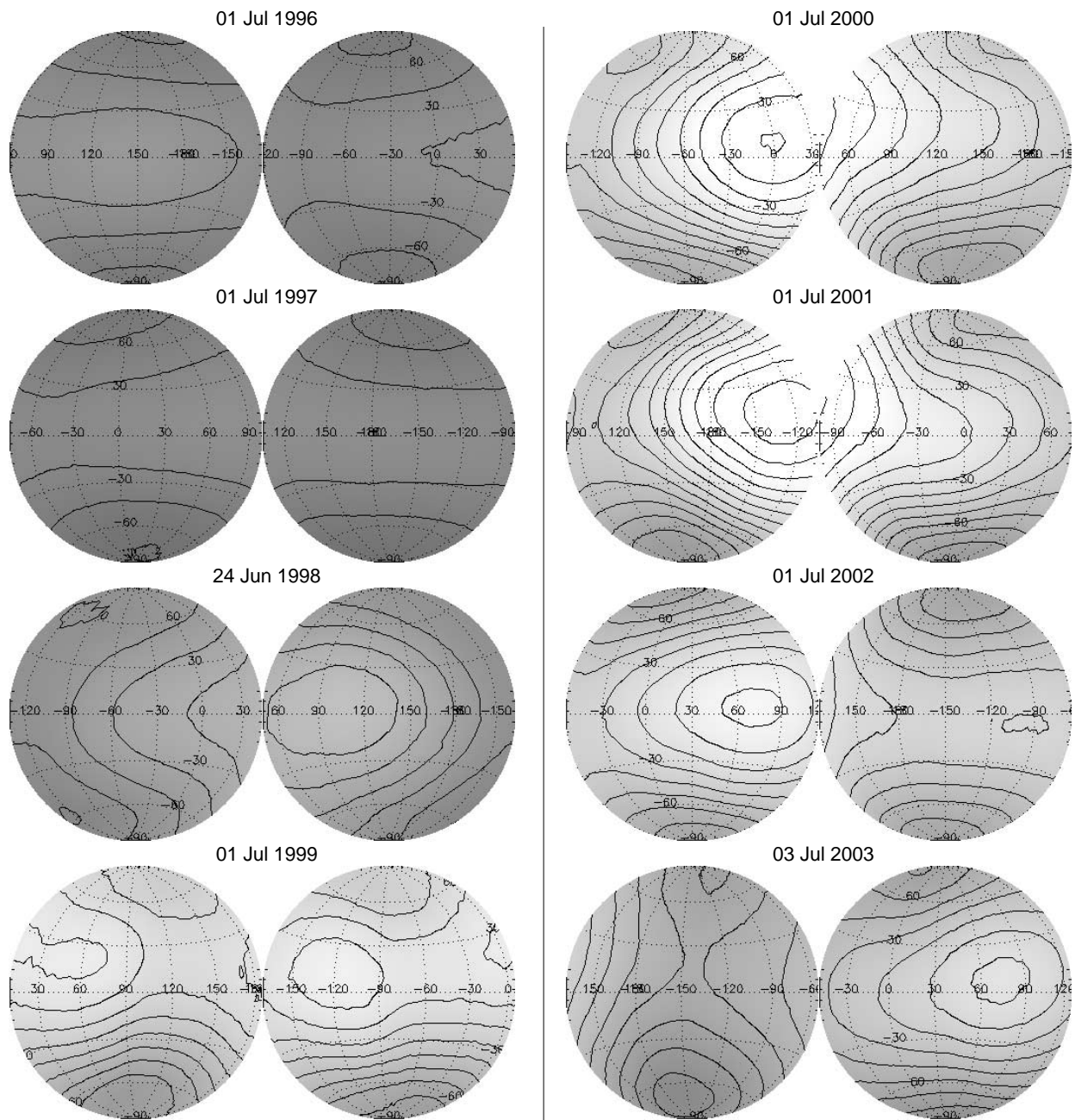


FIG. 3.—All-sky maps of the He II 30.4 nm flux for eight dates from 1996 July to 2003 July (the same display configuration as the equatorial and polar images of Fig. 2). All the images are displayed with the same linear intensity scaling. The equally spaced isocontours are drawn for the same fluxes.

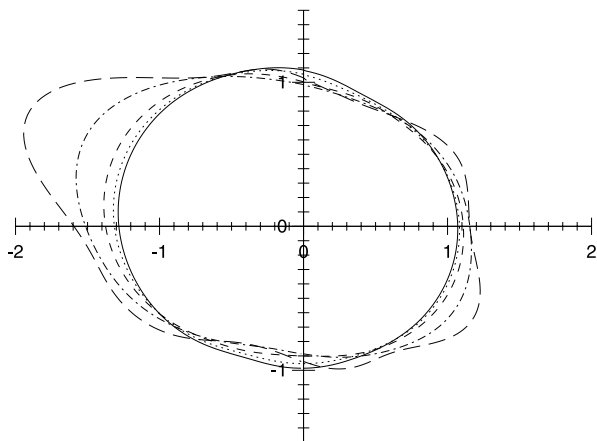


FIG. 4.—Polar plot of the He II 30.4 nm flux for 1998 December 15 around the Sun, in the plane perpendicular to the equator and defined by the meridians 0° and 180° , normalized to 1 AU, for five distances from Sun center: 1.5 (*long-dashed line*), 2 (*dot-dashed line*), 4 (*dashed line*), 10 (*dotted line*), and 215 R_\odot (1 AU, *solid line*). Units are 10^{10} photons $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$. The anisotropies are more pronounced closer to the Sun, but still significant at 1 AU.

angular size) is nearly identical whatever the distance. Therefore, at these distances, the illumination pattern and the value of the anisotropy are constant.

3.2. Temporal Variations

Figure 5 shows the He II 30.4 nm flux as a function of time for three heliospheric viewpoints located at 1 AU from the Sun, from 1996 January to 2003 November. One viewpoint is located at *SOHO* (*thin curve*), and the two others are above the north (*dark gray thick curve*) and south (*light gray thick curve*) poles. From early 1996 to the end of 1999, the anisotropy ratio $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the polar and equatorial fluxes is about 0.8. As can be seen in Figure 2, this is mainly due to the presence of the south polar coronal hole, which is half as bright as quiet-Sun regions. In 2000 and 2001, the anisotropy ratio is down to 0.6 because of the presence of very bright active regions close to the equatorial

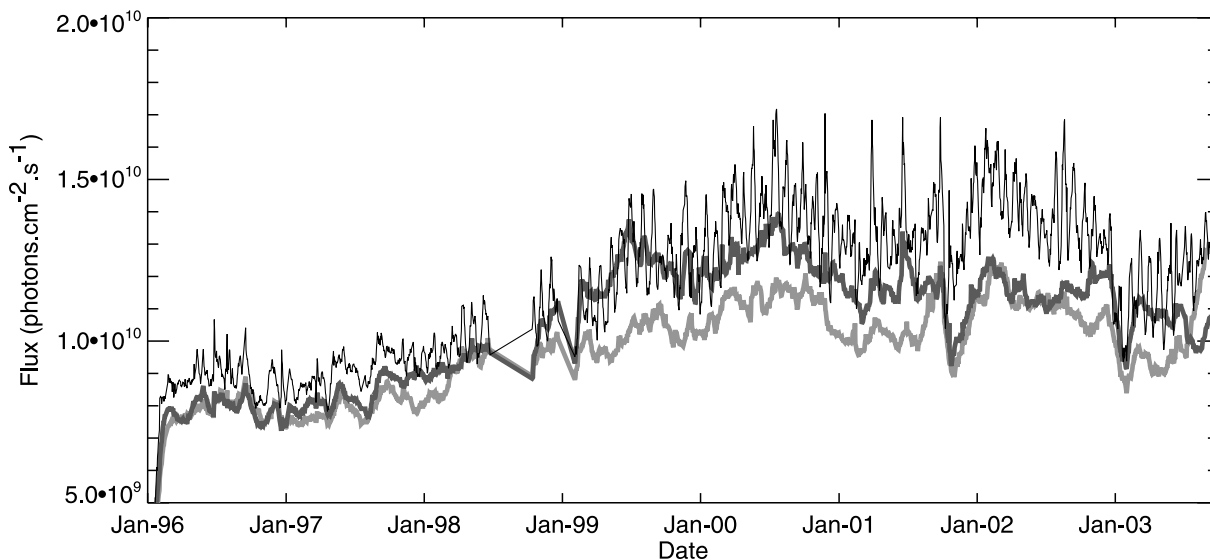


FIG. 5.—He II 30.4 nm flux for three heliospheric viewpoints at 1 AU from the Sun, from 1996 January to 2003 November. One viewpoint is the located at *SOHO* (*thin curve*), and the two others are above the north pole (*dark gray thick curve*) and above the south pole (*light gray thick curve*). From early 1996 to the end of 1999, the anisotropy $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the polar and the equatorial irradiance is about 0.8, and it decreases to 0.6 in 2000 and 2001. At solar minimum, the anisotropy is mainly due to the presence of the polar coronal holes, while at solar maximum, it is driven by the bright active regions emerging at low latitudes and therefore largely invisible from a polar viewpoint.

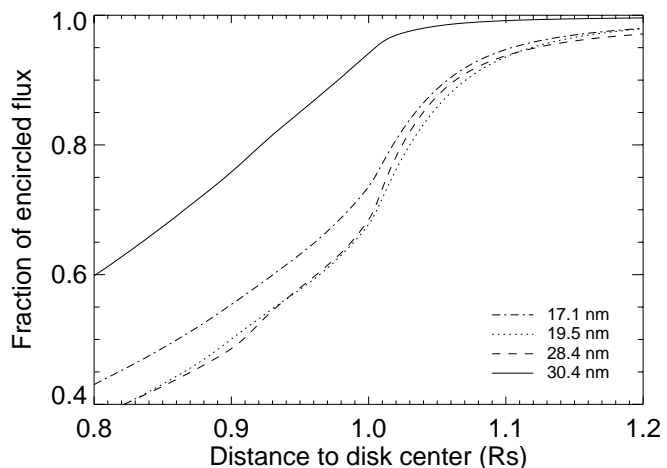


FIG. 6.—Encircled intensity as a function of the distance to the center of the solar disk in the four passbands of EIT. At 30.4 nm, about 95% of the emission comes from the disk. For the three coronal channels, the disk emission accounts for about 70% of the total.

plane that are almost invisible to a polar observer. Indeed, as clearly illustrated by the classical butterfly diagram, active regions migrate from midlatitudes at solar minimum to the equator at solar maximum. Therefore, even though the disappearance of the polar holes tends to diminish the anisotropy, the active regions become more and more numerous and less and less visible from a polar viewpoint, which in the end produces the larger anisotropy observed at solar maximum. We also note that the north flux tends to be larger than the south flux, the ratio between the two reaching about 20% in 1999 and 2000. This asymmetry is a signature of the unequal distribution of active regions between the north and south hemispheres of the Sun.

4. SUMMARY AND DISCUSSION

We have demonstrated the ability to compute the EUV solar flux in the 30.4 nm line of He II anywhere in the three-dimensional

heliosphere using *SOHO* EIT data. This result was made possible by the development of a new format of Carrington maps. The 30.4 nm flux was found to be strongly anisotropic, as could be expected from the nonuniform distribution of bright and dark structures observed in the EIT images. The anisotropy ratio $I_{\text{pol}}/I_{\text{eq}}$ between the flux in the equatorial plane and the flux above the poles ranges from 0.9 at solar minimum to 0.6 during solar maximum. The same technique can be applied to any other line of the EUV spectrum if

1. the line is emitted from a thin spherical shell,
2. the center-to-limb variation is flat, and
3. the off-limb emission is negligible compared to that of the disk.

The 30.4 nm line of He II satisfies the first condition, for it is optically thick, and the second condition is easily verified from EIT images. The validation of the third condition is illustrated by Figure 6, which shows the encircled fraction of the total irradiance in EIT images as a function of the distance to the disk center. About 95% of the He II 30.4 nm flux originates from the disk.

The extension of the technique to other transition region lines is straightforward. The only modification will be an explicit treatment of center-to-limb variations. The application to the Ly α line of H I was treated by Auchère (2005). The case of coronal lines is more complex, because significant emission occurs far above

limb. Figure 6 shows that about 30% of the total flux originates from off-limb regions in the coronal lines observed by EIT. It can be shown that the straightforward mapping technique can be applied to the on-disk emission of coronal lines with minimum distortion of the structures. However, the off-disk coronal emission requires a more complex treatment, because it is not emitted by a thin shell but by a larger optically thin volume of complex geometry. We are investigating different possible approaches to estimate the off-disk contribution at any heliospheric viewpoint, such as correlative corrections using off-limb to disk flux relationships established in the ecliptic plane and rotational tomography of the off-disk corona. Paper II of this series will show the application of the techniques discussed here for lines in the spectral range 16–54 nm using the best suited treatment of the off-disk flux.

This work was supported by the International Space Science Institute in the framework of an international working team. *SOHO* is a project of international cooperation between ESA and NASA. J. W. Cook and J. S. Newmark are supported by NASA under W-19, 348 and DPR S-92385-D and by the Office of Naval Research. D. R. McMullin is supported by NASA under a grant from the Solar and Heliospheric Physics Supporting Research Technology program.

REFERENCES

- Auchère, F. 2000, Ph.D. thesis, Univ. Paris VI
 ———. 2005, *ApJ*, 622, 737
- Auchère, F., & Artzner, G. 2004, *Sol. Phys.*, 219, 217
- Auchère, F., Boulade, S., Koutchmy, S., Smartt, R. N., Delaboudinière, J. P., Georgakilas, A., Gurman, J. B., & Artzner, G. E. 1998, *A&A*, 336, L57
- Auchère, F., DeForest, C. E., & Artzner, G. 2000, *ApJ*, 529, L115
- Brosius, J. W., Davila, J. M., Thomas, R. J., & Monsignori-Fossi, B. C. 1996, *ApJS*, 106, 143
- Cook, J. W., Meier, R. R., Brueckner, G. E., & van Hoosier, M. E. 1981, *A&A*, 97, 394
- Cook, J. W., Newmark, J. S., & Moses, J. D. 1999, *Proc. 8th SOHO Workshop, Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona* (ESA SP-446; Noordwijk: ESA), 241
- Defise, J.-M. 1999, Ph.D. thesis, Univ. Liège
- DeForest, C. E. 2004, *Sol. Phys.*, 219, 3
- Delaboudinière, J.-P., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 291
- Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997, *A&AS*, 125, 149
- Dere, K. P., et al. 2000, *Sol. Phys.*, 195, 13
- Glackin, D. L., Linsky, J. L., Mango, S. A., & Bohlin, J. D. 1978, *ApJ*, 222, 707
- Hortin, T. 2003, Ph.D. thesis, Univ. Paris XI
- Mango, S. A., Bohlin, J. D., Glackin, D. L., & Linsky, J. L. 1978, *ApJ*, 220, 683
- Pryor, W. R., et al. 1992, *ApJ*, 394, 363
- Thomas, R. J., & Neupert, W. M. 1994, *ApJS*, 91, 461
- Thompson, W. T., & Brekke, P. 2000, *Sol. Phys.*, 195, 45
- Thompson, W. T., McMullin, D. R., & Newmark, J. S. 2002, in *The Radiometric Calibration of SOHO*, ed. A. Pauluhn, M. C. E. Huber & R. von Steiger (ISSI SR-002; Noordwijk: ESA), 211
- Wang, Y.-M., & Sheeley, N. R. 1995, *ApJ*, 452, 457
- Witte, M., Banaszekiewicz, M., & Rosenbauer, H. 2002, in XXVII EGS General Assembly (Katlenburg-Lindau: EGS), 2779
- Witte, M., Banaszekiewicz, M., Rosenbauer, H., & McMullin, D. 2004, *Adv. Space Res.*, 34, 61
- Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., & Scherrer, P. H. 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 9735